
CAPÍTULO II

Atenuación de Ondas Sísmicas: Modelos y Métodos de determinación

Se presentan las herramientas físico-matemáticas básicas del tratamiento del *scattering* y los modelos mecánicos de la absorción anelástica que se reúnen en el concepto de la atenuación sísmica. Las ondas coda con sus características particulares han sido el primer objeto en los estudios de atenuación sísmica. Un resumen casi cronológico de la evolución de los modelos permite seguir el hilo de las ideas que se fueron imponiendo en la sismología observacional desde los años '60 y de cómo las expresiones matemáticas que modelan la forma de las ondas que se propagan se vieron modificadas para aproximarse a los valores observados. Finalmente se describe una selección de métodos de determinación de la atenuación de ondas coda y de ondas directas a través de sus principios, ecuaciones, criterios generales de aplicación y algunos resultados de aplicaciones a los dos tipos de ondas. Se presentan dos métodos de separación de la atenuación intrínseca y de *scattering* a partir de la determinación de la atenuación total y de ondas coda.

2.1 HERRAMIENTAS PARA EL MODELADO

La atenuación reúne los efectos de la absorción anelástica y del *scattering* y expresa el decaimiento de la amplitud de las ondas cuando se propagan. Un sismograma local puede considerarse en un principio, compuesto de ondas directas que han sufrido absorción y ondas secundarias que además de absorción han sufrido desviaciones de sus trayectorias con la consecuente redistribución de energía. En el medio real, el proceso de la atenuación comienza entonces con la anelasticidad, por lo que se hace prioritario darle una expresión matemática que ajuste a los datos. Después de ella pueden considerarse las direcciones de propagación resultantes y la consecuente división de energía. Si bien este modelo es muy rudimentario, puede ser de utilidad en un comienzo.

2.1.1 DE LA ATENUACIÓN ANELÁSTICA

Se ha mencionado al sólido lineal estándar como un análogo mecánico sencillo de la viscoelasticidad (Fig. 1.1). Este cuerpo se representa mediante la asociación de un resorte y un pistón en paralelo (un sólido de Kelvin-Voigt) a los que se agrega otro resorte en serie o

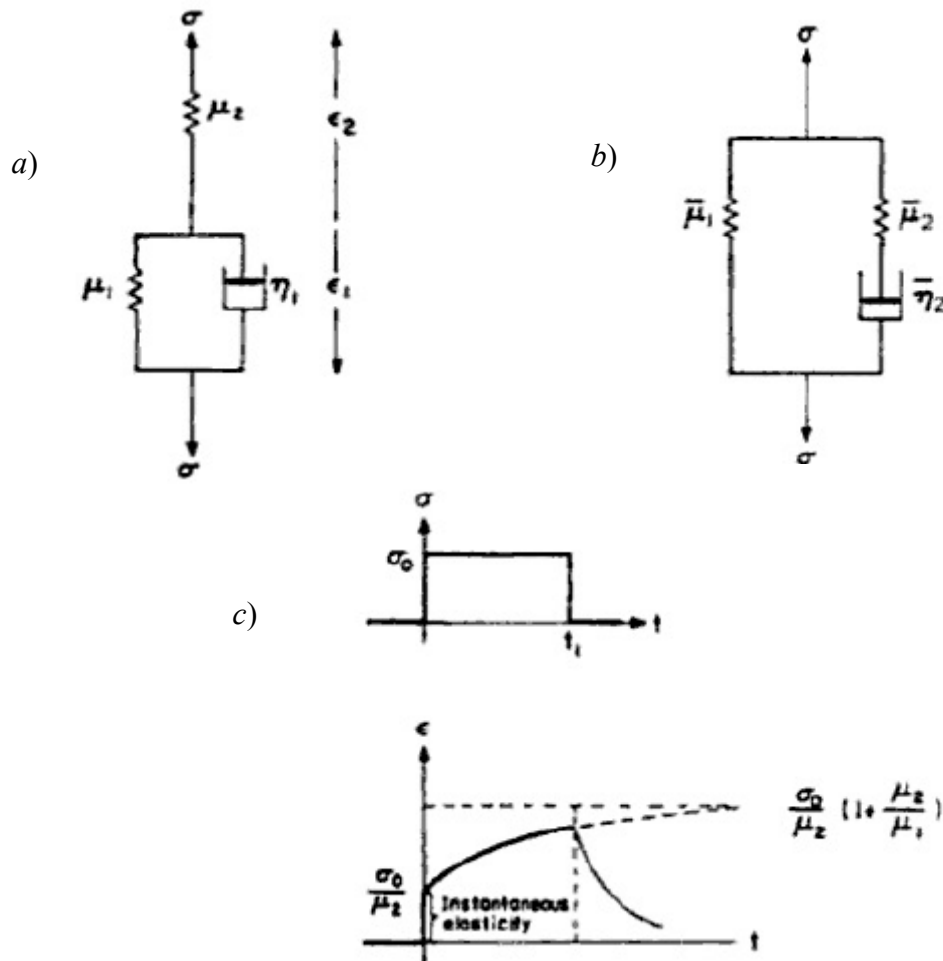


Fig. 2.1.- a) Modelo mecánico del sólido lineal estándar. b) Representación análoga que demuestra la no unicidad de la solución. c) Experimento de reptación y recuperación. Extractada de Ben-Menahem y Singh (1998.)

paralelo con el primero ya que la solución no es biunívoca. El sólido lineal estándar permite fácilmente entender la mecánica de la reptación, la recuperación y la relajación. Observando el modelo (Fig. 2.1.a), puede intuirse que al aplicar una tensión, esta es soportada tanto por el resorte de constante elástica μ_2 como por el sistema resorte-pistón, de constante elástica μ_1 y viscosidad η_1 . Si se aplica una deformación, esta se distribuye entre el resorte μ_2 y el sistema resorte-pistón μ_1 - η_1 , en el que ambos deben experimentar la misma deformación. Con estos conceptos se construye la ecuación constitutiva del sólido lineal estándar (Ben Menahem y Singh, 1998). Sea σ la tensión aplicada exterior y ϵ la deformación que experimenta el

cuerpo, sus distribuciones en los elementos que componen el cuerpo deben verificar

$$\begin{aligned}\sigma &= \mu_1 \varepsilon_1 + \eta_1 \dot{\varepsilon}_1 = \mu_2 \varepsilon_2 \\ \varepsilon &= \varepsilon_1 + \varepsilon_2\end{aligned}\quad (2.1)$$

Eliminando ε_1 y ε_2 queda la ecuación constitutiva

$$\sigma + \tau_\sigma \dot{\sigma} = M_R [\varepsilon + \tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}] \quad (2.2)$$

donde

$$\tau_\sigma = \frac{\eta_1}{\mu_1 + \mu_2}, \quad \tau_\varepsilon = \frac{\eta_1}{\mu_1} > \tau_\sigma, \quad M_R = \frac{\mu_1 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}$$

La solución para un escalón de tensión $\sigma = \sigma_0 H(t)$ donde σ_0 es una constante y $H(t)$ es la función escalón de amplitud unitaria para tiempos mayores o iguales que 0 y de amplitud nula para tiempos menores que 0.

$$\begin{aligned}\varepsilon(t) &= \frac{\sigma_0}{M_R} \left[1 - \left(1 - \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \right) e^{-t/\tau_\varepsilon} \right] H(t) \\ &= \frac{\sigma_0}{\mu_2} \left[1 + \left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_\sigma} - 1 \right) \left(1 - e^{-t/\tau_\varepsilon} \right) \right] H(t)\end{aligned}\quad (2.3)$$

Si $\mu_2 \rightarrow \infty$ el sólido se reduce a un sólido de Kelvin-Voigt. Las expresiones de la Ec. 2.3 permiten ver los valores límites rápidamente $\varepsilon(0) = \frac{\sigma_0}{\mu_2}$, $\varepsilon(\infty) = \frac{\sigma_0}{M_R}$. El cuerpo experimenta una tensión inicial elástica instantánea y luego una reptación hasta alcanzar el valor límite de deformación a un tiempo infinito. Se puede observar que a un tiempo muy grande, la relación tensión/deformación está dada por M_R .

Si se le aplica ahora una deformación escalón $\varepsilon = \varepsilon_0 H(t)$, la expresión de la tensión queda

$$\sigma(t) = M_R \varepsilon_0 \left[1 + \left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_\sigma} - 1 \right) e^{-t/\tau_\sigma} \right] H(t) \quad (2.4)$$

con valores límites $\sigma(0) = \mu_2 \varepsilon_0$, $\sigma(\infty) = M_R \varepsilon_0$. El resorte soporta una tensión inicial instantánea y que luego se relaja en el medio viscoelástico hasta alcanzar un valor límite donde la relación tensión/deformación nuevamente es M_R . De aquí que a M_R se lo denomina módulo elástico relajado.

Si a un sólido lineal estándar se le aplica una tensión o una deformación armónicas, similar al efecto de una componente armónica de una onda elástica, la respuesta del medio es otra onda armónica retrasada y con amplitud modulada por un efecto transitorio de forma exponencial. La forma de la envolvente del transitorio queda definida por los parámetros del medio. La amplitud de la respuesta depende de la frecuencia y amplitud de la onda incidente así como de los parámetros del medio. Para el desarrollo de la solución analítica se utilizan

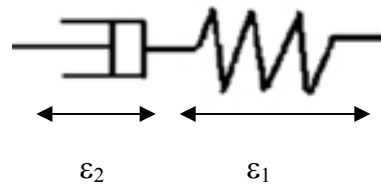


Fig. 2.2.- Sólido de Maxwell

módulos elásticos relajados complejos. También puede entenderse el efecto analizándolo sobre un modelo más sencillo como el de Maxwell. La Fig. 2.2 muestra un líquido viscoelástico de Maxwell, formado por un resorte y un pistón en serie. Este es el principio del oscilador amortiguado.

La deformación del sistema es la suma de las deformaciones del pistón y el resorte, $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$, mientras ambos soportan la misma tensión. La ecuación constitutiva es

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1 + \dot{\varepsilon}_2 = \frac{d}{dt} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) + \frac{\sigma}{\eta} \quad (2.5)$$

Si se le aplica una deformación constante para $t > 0$, entonces $\dot{\varepsilon} = 0$. La solución de la ecuación homogénea tiene la forma

$$\sigma(t) = \sigma_0 e^{(-t/\tau_0)} \quad (2.6)$$

donde $\tau_0 = \eta/\mu$, tiempo de relajación, es el tiempo en que la tensión decae a e^{-1} de su máximo. Ante una tensión $\sigma(t)$, la solución general para la deformación puede integrarse de la Ec. 2.5

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma(t)}{\mu} + \frac{1}{\eta} \int_0^t \sigma(\theta) d\theta \quad (2.7)$$

En el caso de una tensión armónica aplicada, $\sigma(t) = \sigma_0 \sin \omega_0 t$, la deformación en el cuerpo es

$$\begin{aligned}\varepsilon(t) &= \frac{\sigma_0}{\mu} \left[\sin \omega_0 t - \frac{1}{\tau_0 \omega_0} \cos \omega_0 t + \frac{1}{\tau_0 \omega_0} \right] = \\ &= \frac{\sigma_0}{\mu} \left\{ \left[1 + \frac{1}{(\tau_0 \omega_0)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin[\omega_0 t - \chi_0] + \frac{1}{(\tau_0 \omega_0)} \right\}\end{aligned}\quad (2.8)$$

donde se ha definido $\tan \chi_0 = 1/(\tau_0 \omega_0)$. Esto significa que el cuerpo oscila con una frecuencia igual a la de la tensión aplicada pero con un retraso de fase igual a $\tan^{-1}(1/(\tau_0 \omega_0)) \approx 1/(\tau_0 \omega_0)$, si $\tau_0 \omega_0 \gg 1$.

Un sólido de Kelvin-Voigt con el agregado de una masa m , representa el modelo mecánico del oscilador armónico amortiguado. Si la constante del resorte es k y el coeficiente de amortiguación del pistón es γ , la ecuación de movimiento unidimensional queda

$$m \frac{d^2 u(t)}{dt^2} + \gamma m \frac{du(t)}{dt} + ku(t) = 0 \quad (2.9)$$

pudiendo obtenerse una expresión del desplazamiento armónico amortiguado en respuesta a un impulso en $t = 0$

$$u(t) = A_0 e^{-\omega_0 t / (2Q)} \cos(\omega t) \quad (2.10)$$

donde la frecuencia natural del resorte es $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ (Stein y Wyssession, 2003). Se define el factor de calidad del oscilador como $Q = \omega_0 / \gamma$ y la frecuencia de la oscilación armónica $\omega = \omega_0 \left(1 - 1/(4Q^2)\right)^{1/2}$. El inverso de Q es la función disipativa, Q^{-1} . La amplitud del desplazamiento (2.10) decae exponencialmente con el tiempo (Fig. 2.3) y su envolvente está dada por

$$A(t) = A_0 e^{-\omega_0 t / (2Q)} \quad (2.11)$$

Comparando con la Ec 2.6, la envolvente de la oscilación representa la relajación del impulso A_0 . El tiempo de relajación, τ_0 , se relaciona con el factor de calidad del oscilador armónico mediante la relación $Q = \omega_0 \tau_0 / 2$ y con el coeficiente de amortiguación, según $\gamma = 2/\tau_0$. Si Q es constante, la forma del decaimiento depende sólo de los parámetros del medio.

El período del oscilador es mayor que su período natural y la amplitud decae exponencialmente, como puede verse en la Fig. 2.3. El cálculo del decrecimiento logarítmico

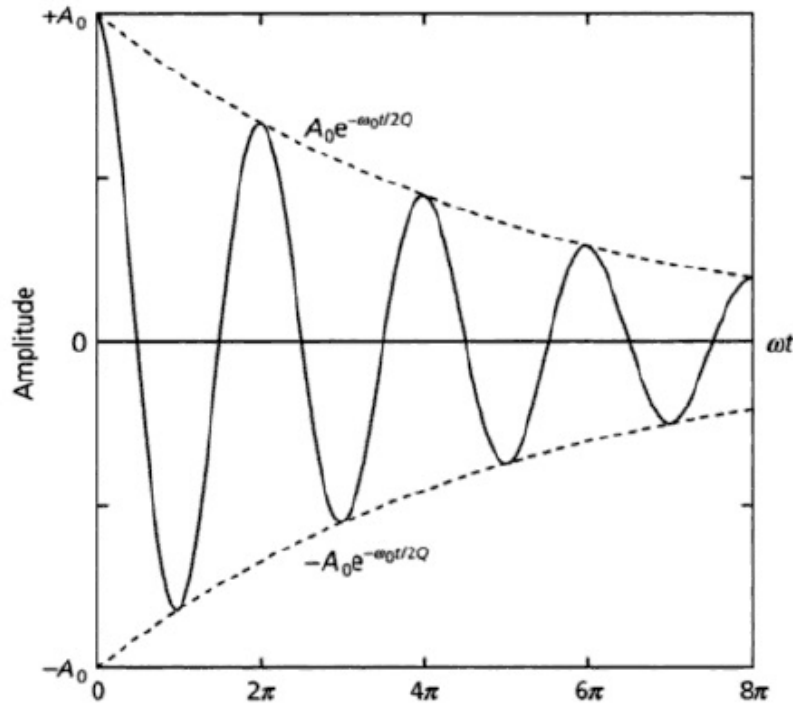


Fig. 2.3.- Respuesta impulsiva del oscilador armónico amortiguado. (Stein y Wysession, 2003).

de la oscilación amortiguada permite hallar una relación entre la amplitud de la oscilación y el factor de calidad. La relación de amplitudes entre dos máximos sucesivos cualesquiera de la oscilación da

$$\ln(A(t)/A(t + 2\pi/\omega_0)) = \pi/Q \quad (2.12)$$

y dado que la energía se relaciona con la amplitud por $E \propto A^2$, entonces la pérdida relativa de energía en un ciclo será

$$\frac{|\Delta E|}{2\pi E} = \frac{1}{Q} \quad (2.13)$$

Si la perturbación es una onda que incide en un oscilador, se puede estimar el decaimiento temporal de su oscilación en función de sus parámetros viscoelásticos. Si una onda se propaga una distancia dada por νt , valdrá el mismo análisis, pudiendo estimarse su disminución de amplitud con la distancia a través de la expresión

$$A(r) = A_0 e^{-\omega_0 r / (2\nu Q)} \quad (2.14)$$

donde r es la distancia hipocentral y ν es la velocidad de propagación de la onda. A los valores $\omega_0/2Q$ y $\omega_0/2\nu Q$ se los suele llamar coeficientes de atenuación temporal y espacial de la amplitud, respectivamente y se los denomina $\gamma(\omega)$. Para la densidad de energía el coeficiente de atenuación intrínseca queda expresado como $\eta_i = 2\pi f \nu^{-1} Q_i^{-1}$.

Los primeros modelos de la atenuación sísmica trataban de explicar la independencia

aparente de Q con la frecuencia para largos períodos, fundamentalmente en el caso de ondas internas (Q_α para ondas P y Q_β para ondas S). Muchos de los modelos de atenuación anelástica propuestos eran mecanismos de relajación con tiempos característicos que dependían de las dimensiones de los granos en la roca. Cada grano tendría su valor máximo de Q^{-1} a una dada frecuencia y en una roca compuesta de granos de diversos tamaños, la atenuación promedio de la misma sería constante en un cierto rango de frecuencia. Sin embargo esta suposición provocaba una aceleración de ciertas componentes de las ondas por lo que debía haber una dependencia de la atenuación con la frecuencia en amplitud y fase (Aki y Richards, 1980).

Siguiendo a Sato y Fehler (1998) y a Aki (1980a) se describen algunos de los mecanismos de atenuación intrínseca propuestos cuyas frecuencias características caen en el rango de las frecuencias de interés de la sismicidad local o regional. Según los autores, cualquier modelo viable ha de ser consistente con la dependencia frecuencial observada de Q_β , teniendo un máximo del orden de 100 a una frecuencia alrededor de los 0.5Hz. Determinaciones de Q_β para diferentes tipos de ondas en la tierra han mostrado que puede considerarse independiente de la frecuencia en el intervalo 0.001 Hz a 1.0 Hz (Lay y Wallace, 1995).

Numerosos mecanismos de atenuación intrínseca se fundamentan en la presencia de microfracturas y poros en las rocas, rellenos total o parcialmente con fluidos, afectando a las velocidades de propagación de las ondas P y S. Las dimensiones de los mismos han de ser muy inferiores a las longitudes de onda de las fases sísmicas regionales. Las curvas estáticas de tensión-deformación de las rocas tienen histéresis y el área debajo del ciclo de histéresis es la pérdida de energía del campo elástico durante el ciclo tensión-deformación. McCall y Guyer (1994) plantearon un modelo de comportamiento dinámico de las rocas, donde la apertura, cierre y deslizamiento de las fracturas durante la carga elástica era la causa de la atenuación que a su vez era independiente de la frecuencia. Aunque su modelo no explicaba el proceso de histéresis, cuantificaba exitosamente la diferencia entre el régimen estático y dinámico de la roca, las medidas de histéresis y el comportamiento no lineal de las rocas.

Un parámetro dominante en muchos modelos de atenuación planteados, era la relación entre el ancho y el largo de las fracturas. Walsh (1966, 1969) propuso dos mecanismos de atenuación intrínseca, el primero basado en el deslizamiento con fricción sobre las paredes secas de fracturas delgadas y el segundo, en la disipación viscosa de energía debida al movimiento de líquido a través de las fracturas. El primero resultaba en una atenuación

independiente de la frecuencia, mientras que el segundo presentaba un máximo a una frecuencia dependiente de la fracturación, del coeficiente de rigidez de la roca de caja y de la viscosidad del fluido. Aki (1980a) descartó en principio este modelo ya que conducía a valores constantes de Q y sus estimaciones de la dimensión de las fracturas eran inconsistentes con los obtenidos por Hadley (1976).

Nur (1971) propuso que la capa de baja velocidad y alta atenuación en la base de la litósfera se explicaba por la disipación viscosa en zonas de rocas parcialmente fundidas. La presencia de agua reduce la temperatura de fusión de las rocas, sin embargo las temperaturas estimadas en algunas regiones a la profundidad del Moho son inferiores al punto de fusión y además es probable que no existan rocas fundidas en muchas regiones de la litósfera. A partir de la frecuencia correspondiente al máximo de atenuación encontrada, Aki (1980a) analizó varios modelos con fracturas total o parcialmente saturadas y con gas, obteniendo valores de viscosidad extremadamente altos e irreales.

Anderson y Hart (1978) asociaron la atenuación en el manto superior a procesos activados termalmente en los bordes de granos. Como ya se ha visto en el Cap. I, la reptación por difusión domina los procesos anelásticos a las temperaturas correspondientes al manto. La difusión térmica reduce los gradientes de temperatura inducidos por el pasaje de las ondas compresivas removiendo parte de la energía de las ondas. El intercambio de calor entre granos adyacentes juega un papel importante en el valor de Q_α . Savage (1966) investigó la termo-elasticidad causada por la concentración de tensiones inducida por la presencia de fracturas sin fluidos, hallando una relación $Q_\alpha < Q_\beta$ para una longitud de fractura del orden de 1mm a una frecuencia de 0.5Hz.

Como aclaran Sato y Fehler (1998), la importancia de los mecanismos arriba enunciados varía con la profundidad, la temperatura, la presencia de fracturas, la geometría de las mismas y la presencia de fluidos. A partir de valores de Q obtenidos para ondas S, Aki (1980a) otorgó mayor credibilidad a la termoelasticidad de Savage (1966), cuya escala de heterogeneidad para granos de roca y fracturas, resultaba en frecuencias dominantes para la atenuación del orden de las observadas.

Solomon (1972a) enunció las tres dependencias principales de la distribución de Q_i en la Tierra:

- Q_i varía con la profundidad, generalmente el Q en la astenósfera es un orden mayor que el de la litósfera suprayacente.

- Q_i varía lateralmente, por gradientes de temperatura relativamente bajos que suelen asociarse a actividad tectónica.
- Q_i varía con la frecuencia, en ese entonces se suponía solo en la astenósfera.

2.1.2 DEL SCATTERING

Knopoff y Hudson (1964, 1967) mostraron que, en el análisis del *scattering* en corto período, las conversiones $P \rightarrow S$ y $S \rightarrow P$ pueden despreciarse. Dada la complejidad de las ondas vectoriales, esta simplificación se sigue usando al estudiar codas de terremotos locales y fluctuaciones de velocidad, aunque deberían ser consideradas en un tratamiento completo (Sato, 1994). Si se supone un medio inhomogéneo, entonces el análisis del *scattering* debe hacerse a partir de las ecuaciones inhomogéneas de la propagación de ondas (Sato, 1979). En la escala de observación y el intervalo de frecuencias utilizados en este trabajo y según las metodologías empleadas, basta con considerar un medio homogéneo con una distribución uniforme y aleatoria de heterogeneidades y a las ondas primarias y secundarias con idéntica naturaleza.

Mediante el uso de tres parámetros puede caracterizarse el proceso de *scattering* dominante y definirse el tratamiento matemático conveniente: L , la dimensión del medio o distancia recorrida por la onda hasta la heterogeneidad; α , la distancia de correlación o distancia entre las heterogeneidades a partir de la cual las ondas secundarias que emerjan de ellas puede suponerse incoherentes y κ , el número de onda. Aki y Richards (1980) realizan un análisis detallado del patrón de radiación de las ondas secundarias donde se distinguen los efectos que producen las heterogeneidades representadas por cambios en los parámetros elásticos y los efectos de los cambios de velocidad puros. En la Fig. 2.4 se muestra un esquema para el caso $L \gg \alpha$. Si $1 < \kappa \alpha < 10$, la escala de la heterogeneidad es similar a la longitud de onda, por lo que el *scattering* puede ser fuerte.

En el caso de las ondas sísmicas, las heterogeneidades pueden ser variaciones de los parámetros elásticos y la densidad y si dichas fluctuaciones son infinitesimales, se tratará de un *scattering* débil. Las fluctuaciones en la impedancia sísmica (ρv) tienden a producir *backscattering*, mientras que las fluctuaciones de la velocidad sin cambio de la impedancia producen *forward-scattering*. En el análisis de las ondas coda se supone $\kappa \alpha \approx 1$ (Wu y Aki, 1985b). Hong et al. (2004) indicaron que las variaciones de densidad producen más *scattering* que las variaciones puras de velocidad, con un consecuente aumento del nivel de la coda, una disminución en su decaimiento y por lo tanto una mayor duración.

Sea un medio homogéneo con velocidad de propagación v_0 y una densidad ρ_n de heterogeneidades puntuales que se suponen distribuidas en forma aleatoria e isotropa. Sato y Fehler (1998) explican este fenómeno como un proceso estacionario y definen la densidad de flujo de energía como la cantidad de energía que atraviesa un área unitaria transversal a la dirección de propagación en la unidad de tiempo. El scattering estará caracterizado por la sección transversal diferencial de scattering $d\sigma/d\Omega$ donde σ es la sección transversal de

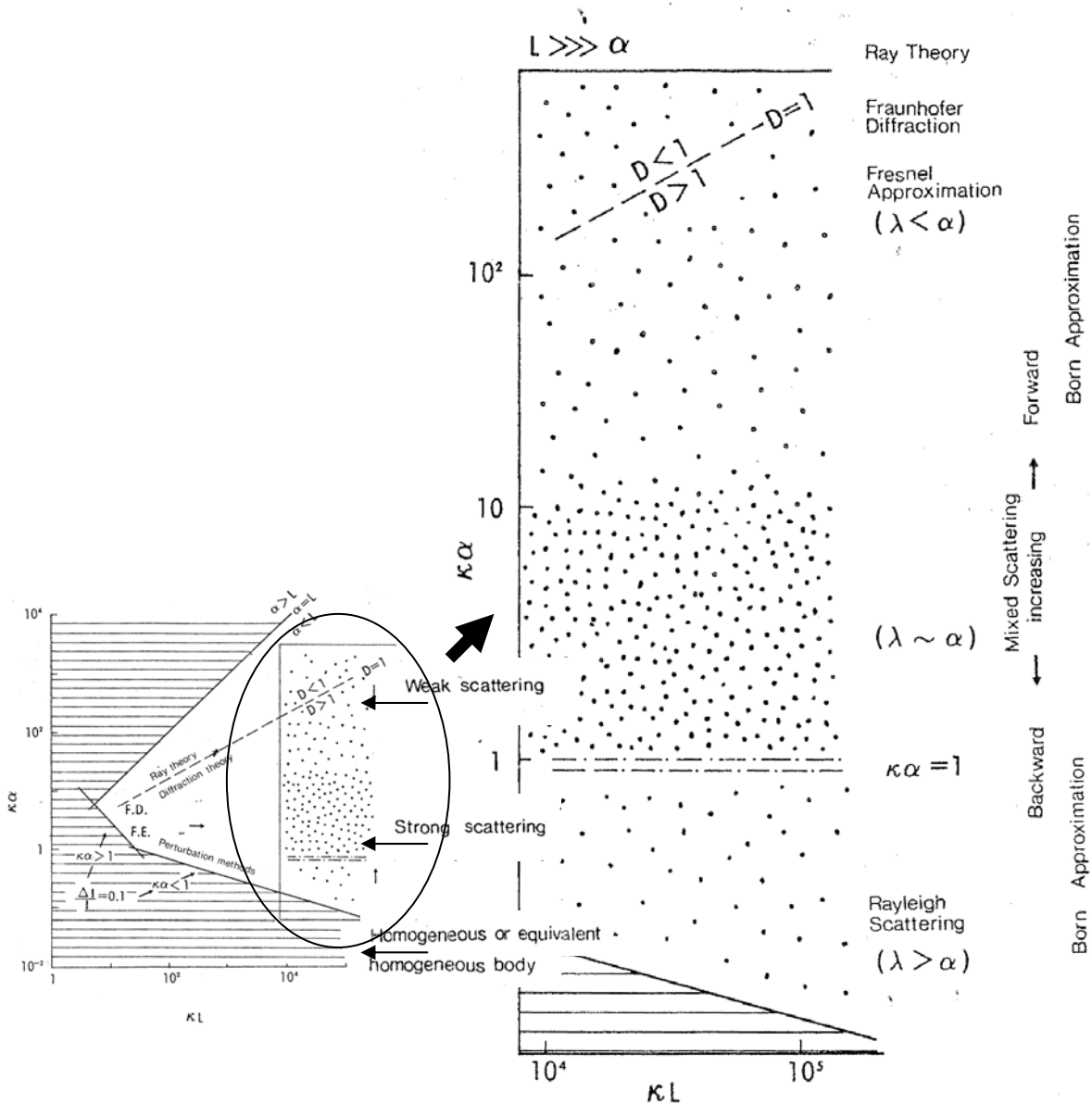


Fig. 2.4.- Diagrama de escalas del scattering. L es la distancia recorrida por las ondas en el medio heterogéneo, α da idea del tamaño de la heterogeneidad y κ es el número de onda. Detalle de la región de interés $L \gg \alpha$. (Adaptación de Aki y Richards, 1980 y Herraiz y Espinosa, 1986).

scattering (equivalente a la sección eficaz de la física de partículas) y Ω es un ángulo sólido. En este modelo (Fig. 2.5), una onda incidente con densidad de flujo de energía J^0 interactúa con una heterogeneidad y allí se generan ondas esféricas emergentes con una densidad de flujo de energía J^1 . Entonces la cantidad de energía dispersada por unidad de tiempo en un diferencial de ángulo sólido ($d\Omega$) dado es $J^1 r^2 d\Omega$.

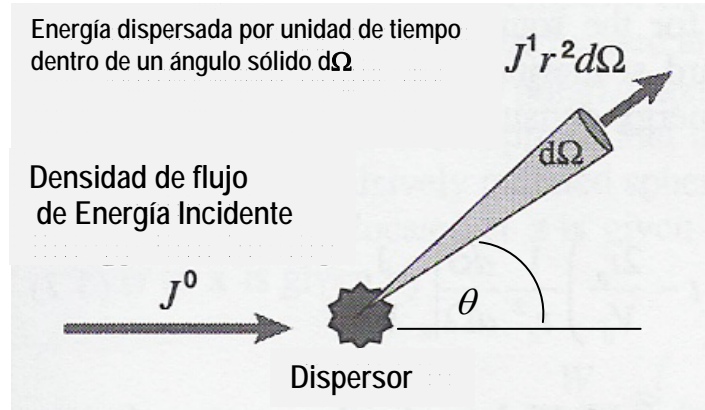


Fig. 2.5.- Concepto de una sección transversal de scattering diferencial para una heterogeneidad simple. (Adaptada de Sato y Fehler, 1998)

Se define entonces la sección transversal diferencial de scattering como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{J^1 r^2}{J^0} \quad (2.15)$$

El coeficiente de *scattering* para el caso de un *scattering* isótropo se define como

$$g = 4\pi\rho_n \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.16)$$

g tiene dimensiones de inversa de longitud y representa la pérdida de energía relativa por unidad de distancia en un volumen unitario. Si el *scattering* no es isótropo, $g/4\pi$ representa la pérdida fraccional de energía por *scattering* en un ángulo sólido unitario alrededor de una dirección de radiación (θ). Si $\theta < \pi/2$ se dice que es un proceso de *forward-scattering* y si $\theta \sim \pi$ se habla de *backscattering*. El coeficiente total de *scattering*, g_0 , vendrá dado por el promedio sobre todas las direcciones y es igual a

$$g_0 = \frac{1}{4\pi} \oint g d\Omega = \rho_n \sigma_0 = \ell^{-1} \quad (2.17)$$

donde σ_0 , la sección transversal total de *scattering*, representa la integral del diferencial de sección transversal de *scattering* sobre un ángulo sólido (Sato y Fehler, 1998). El inverso del coeficiente total de *scattering*, ℓ , es el camino libre medio. El coeficiente g_0 también es

llamado coeficiente de turbidez (Chernov, 1960) y se define como

$$g_0 = \frac{\Delta E}{EL} \quad (2.18)$$

donde ΔE representa la pérdida de energía por *scattering* de la onda primaria con una energía E que atraviesa una capa de espesor L . Si $g \ll 1$ se aplica la aproximación de Born (Lifshitz et al., 1986), la pérdida de energía de la onda primaria será despreciable y el *scattering* será débil. En el caso contrario, el *scattering* será fuerte, debiendo considerarse *scattering* múltiple.

Recordando de la (2.13) la definición del factor de calidad, puede asociarse

$$g_0 = \frac{\Delta E}{EL} = \frac{2\pi}{QL} = Q_s^{-1}k = Q_s^{-1} \frac{\omega}{v} \quad (2.19)$$

donde k es el número de onda, ω es la frecuencia angular y v la velocidad de propagación. Como la energía de las ondas decrece con la distancia debido al *scattering*, Q_s^{-1} se define como el factor de disipación por *scattering* y g_0 es la atenuación de la energía dispersada.

El camino libre medio controla la transferencia de energía de la onda primaria a la onda secundaria en la trayectoria a través del medio heterogéneo. Del segundo miembro de la (2.19) se deduce que dada una onda plana propagándose en x , la presencia de heterogeneidades reduce su densidad de flujo de energía en la forma

$$e^{-x/\ell} = e^{-g_0 x} = e^{-kx/Q_s} = e^{-\omega x/(Q_s v)} \quad (2.20)$$

Es decir que la energía de la onda primaria se reduce por *scattering* a e^{-1} de su máximo en una distancia igual a ℓ (se ve aquí la equivalencia entre el camino libre medio en el *scattering* y el tiempo de relajación en la absorción anelástica). Según sea la relación ℓ/L menor o mayor que la unidad, el *scattering* podrá tratarse como simple o múltiple (Gao et al., 1983). En el caso de las ondas coda, en general se ha utilizado mayormente el *scattering* simple en la bibliografía. El caso extremo del *scattering* múltiple es el modelo de difusión, que ha sido aplicado para estudiar sismogramas lunares (Nakamura, 1977 y Dainty y Toksöz, 1981). Trabajos realizados por Sato (1984) y Wu y Aki (1985a) han demostrado que la parte inicial de la coda es más sensible a la asimetría del patrón de radiación y del *scattering* que la parte final, donde es mayor la influencia del *scattering* múltiple. En un *scattering* isótropo y aleatorio, las ondas dispersadas son incoherentes entre sí por lo que se pueden despreciar los retrasos de fase y considerar al *scattering* como un proceso lineal. Por lo tanto cada onda

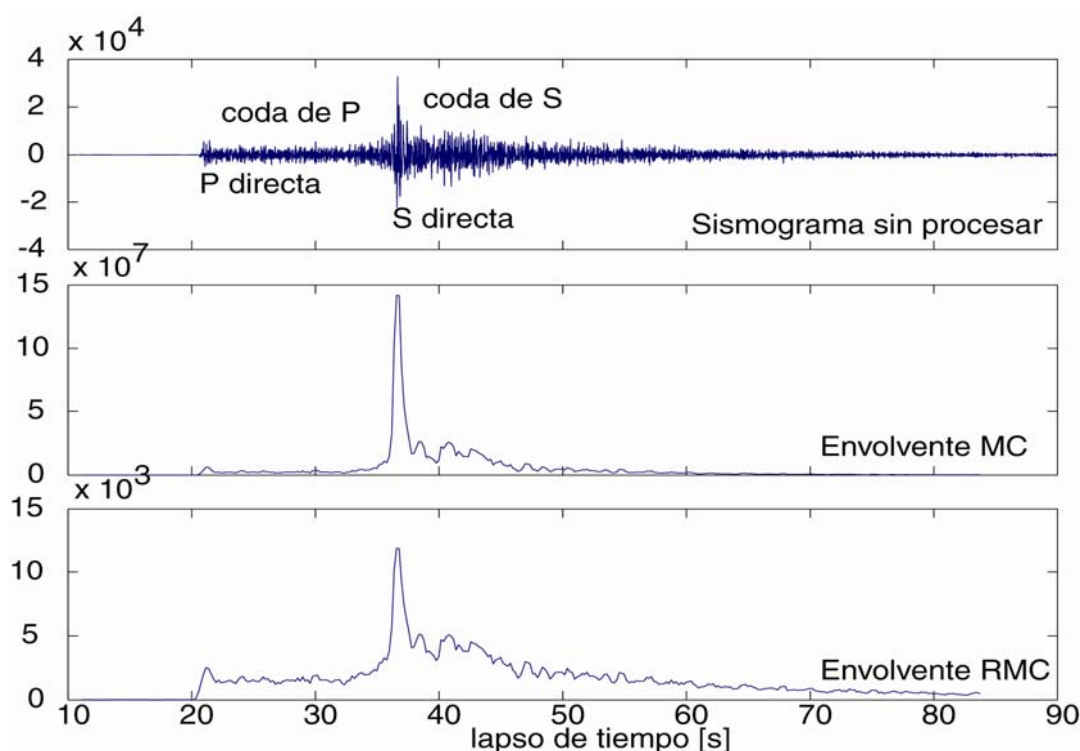


Fig. 2.6.- Ejemplo de sismograma de velocidad registrado en la estación CH11 de la Red Sismológica Zonal Nuevo Cuyo, correspondiente a un evento a 24.4 km de profundidad focal y 124 km de distancia epicentral.

primaria disminuirá su densidad de flujo de energía exponencialmente con la distancia al haberla transferido a la onda secundaria en el *scattering*.

La densidad de energía de las ondas es proporcional al espectro de densidad de potencia de la señal registrada (EDP) (Aki, 1969). La relación entre amplitudes espectrales y temporales se da a través de la amplitud media cuadrática de la señal (MC) que por el teorema de Parseval es la integral del espectro de densidad de potencia (EDP) en el intervalo de frecuencias considerado (Havskov y Alguacil, 2004). La raíz cuadrada de la MC (RMC) estima la envolvente del sismograma en amplitud y forma y el ajuste de la envolvente del sismograma permite estimar el factor de calidad Q . Fedotov y Boldyrev (1969) asumieron una dependencia del factor de calidad de ondas internas con la frecuencia de la forma $Q = cf^n$ y determinaron los valores de las constantes a partir de las observaciones. Aki y Chouet (1975) observaron que el factor de calidad Q , estimado a partir de las envolventes RMC de codas (Fig. 2.6), crecía con la frecuencia y lo interpretaron como un efecto de la variación de la atenuación con la profundidad. Rautian y Khalturin (1978) aproximaron una relación $Q(f) \propto f^{0.5}$. Aki (1980b) observó que la relación con la frecuencia podía variar de acuerdo al predominio del *scattering* o de la absorción anelástica. Numerosas simulaciones numéricas y físicas de la propagación de ondas en medios inhomogéneos (Menke y Chen,

1984, Frankel y Clayton, 1986; entre otros) han hallado una fuerte relación entre la distribución de tamaños de las heterogeneidades (Fig. 2.7) y las características de la envolvente del sismograma. Wu y Aki (1985b) propusieron una relación de la forma

$$Q_s = Q_{s0} \left(\frac{f}{f_0} \right)^n \quad (2.21)$$

donde f_0 es una frecuencia de referencia, generalmente igual a 1 Hz y $Q_{s0} = Q_s(f_0)$. El valor del exponente n dará la relación con la distribución de dimensiones de las heterogeneidades. Por ejemplo, Wu y Aki (1985b) consideraron una distribución de heterogeneidades unidimensional aproximada por una función fractal (Fig. 2.7), con un espectro de densidad de potencia (EDP) $P(k) = k^{-m_n}$, donde k es el número de onda de las heterogeneidades, en ese caso encontraron que la teoría del *scattering* débil predice $n = m_n - 1$.

Frankel (1991) observó que el efecto del *scattering* variaba con la frecuencia dependiendo de la distribución de tamaños de las heterogeneidades. A partir de diferentes modelos de distribuciones tridimensionales y aleatorias de heterogeneidades (Fig. 2.7) se han estimado las envolventes sintéticas correspondientes al *scattering* comprobándose que una distribución de tipo von Kármán es la que mejor ajusta la dependencia de la envolvente de los

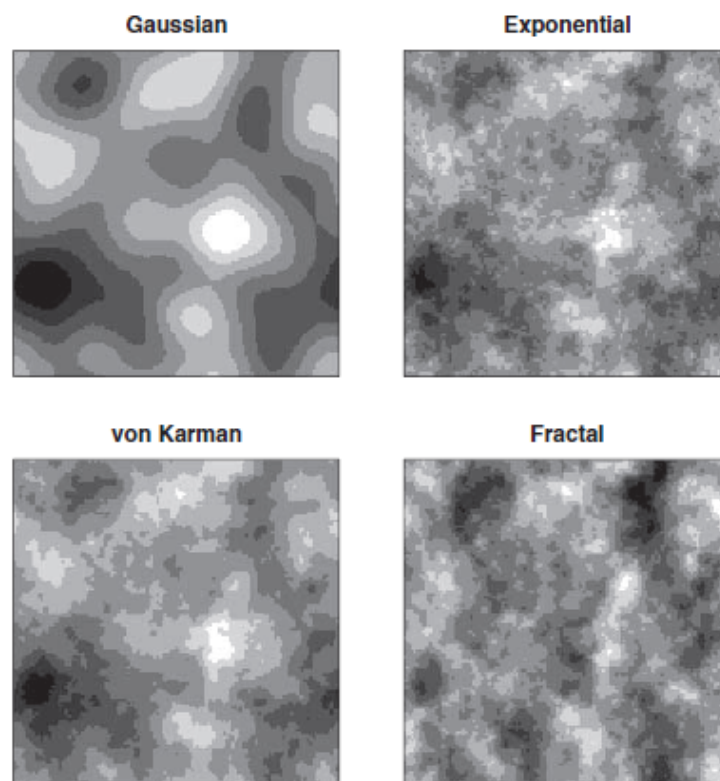


Fig. 2.7.- Medios descritos por funciones de distribución de fluctuaciones de velocidad tipo Gaussiana, Exponencial, von Kármán y Fractal. Extractada de Mai y Beroza (2006)

sismogramas con la distancia y la frecuencia en un medio caracterizado por heterogeneidades de escalas múltiples (Fig. 2.8). (Tripathi y Ram, 1997, Saito et al., 2002; Mai y Beroza, 2002, Tripathi, 2002, Fehler y Sato, 2003, Saito et al., 2005).

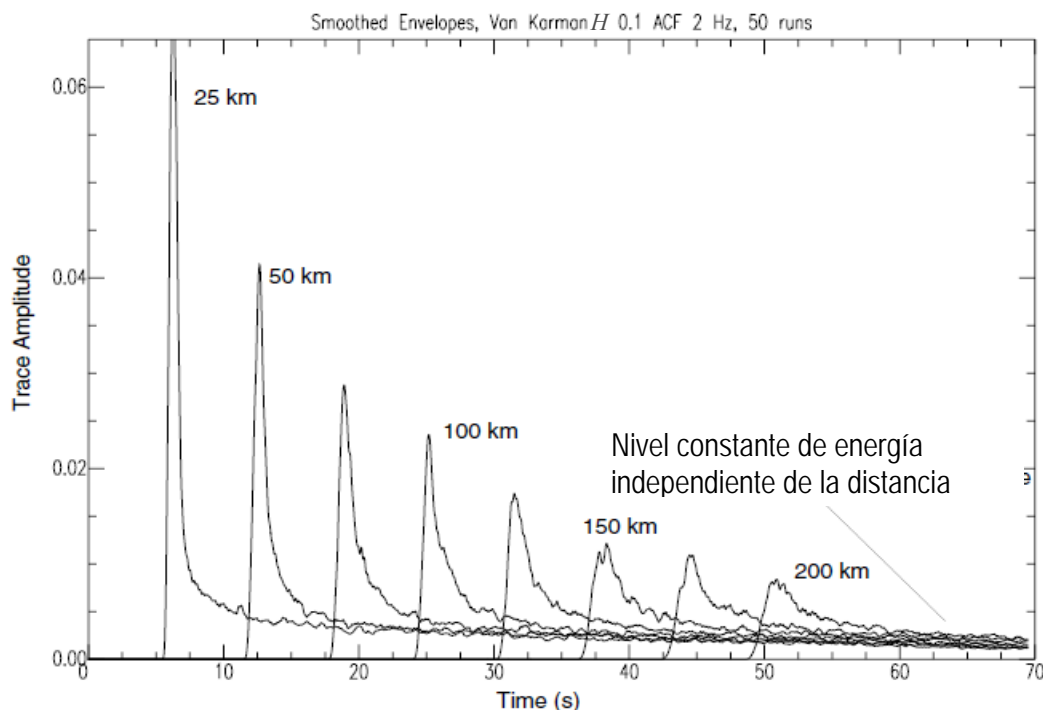


Fig. 2.8.- Envolturas RMC calculadas para un medio aleatorio con distribución de heterogeneidades tipo von Kármán. La frecuencia de la fuente es de 2 Hz por lo que pueden compararse con envolturas de sismogramas filtrados entre 1 y 4 Hz. El exponente Hurst (H), en este caso igual a 0.1, determina el decaimiento espectral para números de onda grandes en la expresión de la distribución de Von Kármán. Notar la igualdad de amplitudes de coda para lapsos de tiempo grandes independientemente de la distancia a la fuente (indicada en km). (Extractada de Fehler y Sato, 2003)

2.2 ATENUACIÓN DE ONDAS CODA

2.2.1 PROPIEDADES DE LAS ONDAS CODA

La palabra “coda” proviene del latín “*cauda*”, que podría traducirse al español también como cola. Originalmente fue utilizada para referirse al movimiento del suelo después del paso de las ondas superficiales más lentas (Jeffreys, 1929, 1959; Ewing et al., 1957) o inclusive al movimiento posterior a la amplitud máxima de las ondas superficiales. Aki (1969) fue el primero que asoció la palabra coda a la parte final de los sismogramas de terremotos locales (distancia $< \sim 100$ km), discutió su origen e intentó modelarla. Aki y Chouet (1975) definieron la “coda” como la parte final de un sismograma local, la señal que se registra después de la llegada de las ondas de mayor amplitud (P, S y superficiales). En eventos regionales o telesismos puede hablarse también de la coda de S o de P, refiriéndose a

la energía que llega después de los primeros pulsos de esas ondas más energéticas que han recorrido el camino directo entre la fuente y la estación (Gir et al., 1978, Mohan et al., 1979, Lay, 1987). En cualquier caso, la coda tiene una forma característica, su amplitud disminuye en forma suave y uniforme hasta confundirse con el ruido.

Las codas de los terremotos locales tienen ciertas características fundamentales que han sido analizadas en numerosas regiones del mundo. Las observaciones de Bisztricsany (1958) indicaron que la duración de los sismogramas locales es independiente de la naturaleza de la fuente, la distancia epicentral y la geología regional, pero depende fuertemente de la magnitud de los eventos. La amplitud de las ondas directas disminuye en función de la distancia, en cambio, la amplitud de la coda en función de la distancia es casi constante si se mide a un tiempo mayor que dos veces el tiempo de viaje de la onda S (Rautian y Khalturin, 1978). Se llama *lapso de tiempo* al intervalo de tiempo desde el origen del evento hasta el instante en que se mide la amplitud de la coda. Es decir que la energía de la coda tras el frente de onda inicial de la S, a un lapso de tiempo $t > 2 t_S$ es aproximadamente homogénea en el espacio. Esta observación es utilizada para calcular la magnitud de terremotos con escalas basadas en la duración de la coda, las escalas de Magnitud Local.

A través de análisis *f-k* de datos obtenidos con antenas sísmicas de pequeña apertura en Japón, Aki y Tsujiura (1959) observaron que las ondas coda no mostraban una dirección consistente de llegada a la estación y por lo tanto no se podían interpretar como ondas planas provenientes directamente desde la fuente. Aki (1969) supuso a las ondas coda como ondas superficiales dispersadas por heterogeneidades distribuidas bidimensionalmente en forma uniforme y aleatoria. Utilizó un tratamiento estadístico de la coda suponiendo que la naturaleza de las ondas no cambiaba en la interacción con ellas y que la distancia entre la fuente y el dispersor era mucho más grande que la distancia epicentral. Observó que los espectros de las codas corregidos por expansión geométrica y dispersión mantenían un decaimiento temporal similar independientemente de la localización y del tamaño de la fuente. Aki y Chouet (1975) extendieron la aproximación de Aki (1969) a una distribución tridimensional de heterogeneidades, concluyendo que las ondas coda estaban compuestas por ondas internas dispersadas a frecuencias por encima de los 10 Hz y por ondas superficiales dispersadas a frecuencias cercanas a 1 Hz. En su trabajo, sentaron las bases del estudio de la atenuación de ondas coda describiendo dos modelos extremos de *scattering* y diseñando un método que sería empleado hasta hoy en día como la herramienta básica en cualquier análisis de atenuación sísmica. En un trabajo sobre atenuación de ondas S de corto período, Aki(1980) concluyó que a frecuencias entre 1 y 25 Hz, las codas de sismogramas locales

estaban compuestas por ondas S dispersadas y sin cambio de naturaleza.

Scherbaum et al. (1991) analizando enjambres de microterremotos, llegaron a la conclusión de que la coda de S tenía dos patrones diferentes de comportamiento. El inicio de la coda, después de la onda S directa, estaba compuesto por ondículas con el mismo vector lentitud que las ondas S directas, mientras que el final de la coda de S, estaba compuesto por ondículas que abandonaban la fuente en una variedad de direcciones. La transición entre los dos comportamientos se daba a lapsos de tiempo iguales a 1.5-2 veces el tiempo de viaje de S. Kuwahara et al. (1997) mediante análisis estadísticos sobre datos de antenas sísmicas, observaron que mientras las ondas directas, P y S, mostraban direcciones de propagación que provenían de una fuente única, las ondas coda provenían de fuentes múltiples con velocidades aparentes diversas formando un paquete de ondas incoherentes.

Numerosos trabajos han demostrado que las determinaciones del efecto de sitio, el factor de calidad y la magnitud resultan más estables si se hacen usando ondas coda que con ondas S directas (Tsujiura, 1978, Rautian y Khalturin, 1978, Aki, 1980, Phillips y Aki, 1986, Margheriti et al., 1994). Aki et al. (1977) hallaron en el análisis del decaimiento de la coda de pequeños terremotos ($M < 6$) una herramienta útil para la predicción del movimiento fuerte de un gran terremoto en una región sísmica dada. Sato (1988) observó que el valor medio y la dispersión del gradiente de la envolvente de la coda muestran variaciones temporales que pueden utilizarse en la predicción de terremotos al relacionarlas con el aumento inhomogéneo de heterogeneidades dadas por la microfracturación.

Todas estas observaciones se pueden resumir en las siguientes propiedades de las codas en sismogramas de terremotos locales:

- el contenido espectral de la porción final de la coda de S es similar en todas las estaciones de una región.
- la duración de la coda es una medida confiable de la magnitud.
- la forma del decaimiento temporal de la coda a una dada frecuencia es independiente de la distancia y de la naturaleza del camino sísmico directo entre la fuente y la estación.
- la forma del decaimiento temporal de la coda a una dada frecuencia es independiente de la magnitud al menos para $M < 6$.
- la amplitud de la coda de S depende de la geología de la estación.

- en análisis de datos de array, las ondas coda no muestran direcciones de propagación que provengan de la fuente.

2.2.2 EVOLUCIÓN DE LOS MODELOS

Entre las primeras evidencias observadas del efecto de *scattering* sobre las ondas, se encuentran los cambios de polaridad en las ondas directas registradas. La polarización lineal ideal en un medio elástico, isótropo y homogéneo se observaba en la realidad elipsoidal y hasta esférica. Aki (1956) observó que los espectros de ondas P y S de terremotos locales eran fuertemente afectados por el camino sísmico pero la parte final de los sismogramas era menos sensible. Más tarde Aki (1969) volvió a prestar atención a las ondas en la parte final del sismograma con la intención de desarrollar un método de determinación de los parámetros de la fuente que tuviera en cuenta la propagación en medios heterogéneos. Las llamó “ondas coda” y supuso que su origen estaba en la suma de las ondas superficiales que eran desviadas de sus trayectorias hacia atrás por las heterogeneidades distribuidas aleatoria y bidimensionalmente en el medio entre la fuente y el receptor. Esas heterogeneidades podían ser la topografía irregular, las estructuras geológicas complejas, las propiedades elásticas heterogéneas de las rocas y la presencia de pequeñas fracturas y fallas. Para poder corregir el efecto de la propagación, Aki (1969) modeló el espectro de potencia de las ondas utilizando un tratamiento estadístico del *backscattering*. A partir de sus observaciones, Aki y Chouet (1975) desarrollaron el modelo de Back-Scattering Simple, donde se considera una distribución tridimensional de heterogeneidades y se desprecian las pérdidas de energía del *scattering*. Sato (1977) lo adaptó para el caso en que la distancia fuente-receptor no era despreciable y el *scattering* fuera isótropo, resultando el modelo de *Scattering* Isótropo Simple.

Aki y Chouet (1975) también consideraron un modelo opuesto al del Back-Scattering Simple, donde la energía sísmica se transfería por un proceso de difusión, llegando a la conclusión de que ambos modelos propuestos eran extremadamente simplistas y no permitían distinguir entre el efecto de *scattering* y el efecto de la absorción. Por otra parte Kopnichev (1977) mostró que el *scattering* por difusión no era válido en la Tierra. Hudson y Heritage (1981) comprobaron que la aproximación de Born era válida en medios con *scattering* débil. De este modo, el método de Back-Scattering Simple permitía una descripción cuantitativa de la pérdida de energía en las ondas coda que, dada la sencillez de su implementación, lo transformaría en el modelo más ampliamente usado.

En un análisis sobre el *scattering* de codas de P telesísmicas y codas de S locales, tomados como extremos de la atenuación, Aki (1982) observó discrepancias que lo llevaron a remarcar la necesidad del tratamiento del *scattering* múltiple de ondas vectoriales en un medio estratificado con propiedades estadísticas anisótropas. Gao et al. (1983a, b) retomaron la teoría del *scattering* simple para transformarlo en un *scattering* múltiple e isótropo, extendiendo las expresiones hasta un orden m . En sus desarrollos concluyeron que el efecto del *scattering* múltiple era predominante cuando los tiempos medidos en las codas eran largos y que la energía del *scattering* de órdenes mayores que 7 era despreciable. Wu (1985) adaptó la teoría de la transferencia radiativa a las ondas sísmicas para intentar separar los efectos del *scattering* y la absorción anelástica, consideró la posibilidad del *scattering* fuerte e isótropo. Al aplicar el modelo de Wu (1985) a datos reales, Mayeda et al. (1991) observaron que el ajuste no era del todo perfecto y que haría falta considerar el *scattering* inhomogéneo y anisótropo.

Frankel y Wennerberg (1987) propusieron el modelo de flujo de energía que permitía separar los efectos de la absorción y del *scattering* a la vez que ajustaba mejor el decaimiento de las amplitudes de los sismogramas. Este era un modelo fenomenológico basado en la homogeneidad observada de la energía en la coda y la hipótesis de la conservación de la energía.

Sato (1989) observó que la duración de la envolvente de las ondas S registradas aumentaba con la distancia epicentral, concluyendo que era efecto de lentas variaciones de la estructura de velocidad y no de la fuente ni de la estación. Mediante análisis estadísticos del patrón de radiación en sismogramas locales, Sato (1991a) comprobó que la duración de la S en las componentes horizontales era mayor que la duración de la fuente y que la amplitud máxima de la fase S en la componente vertical estaba retrasada respecto de las componentes horizontales. Del Pezzo et al. (1990) discutieron el origen de las variaciones observadas en el decaimiento de las ondas coda en función del lapso de tiempo, concluyendo que más que el modelo empleado podía ser efecto de variaciones de la atenuación con la profundidad.

Ante la confusión reinante en la literatura acerca de la dependencia o independencia con la frecuencia de los efectos de la atenuación anelástica y de *scattering* sobre un pulso, Wennerberg y Frankel (1989) analizaron en paralelo ambos procesos concluyendo que la variación del Q anelástico con la frecuencia depende de la distribución de los tiempos de relajación del mismo modo que la variación del Q de *scattering* con la frecuencia se relaciona con la distribución de tamaños de las heterogeneidades.

Los siguientes esfuerzos fueron puestos en tratar de identificar el significado del decaimiento de la energía en función de los procesos físicos asociados a ella. Con ese fin, Hoshiya et al. (1991) desarrollaron un método numérico sobre la base de la teoría de la transferencia radiativa de Wu (1985). Zeng et al. (1991) lograron una expresión teórica de la densidad de energía que reunía los modelos del *scattering* simple y múltiple con el de la transferencia radiativa. Una expresión compacta de la misma (Zeng, 1991) sería de gran utilidad al método de separación de los efectos de absorción intrínseca y de *scattering* que desarrollaría Wennerberg (1993).

2.2.3 SCATTERING SIMPLE

En primer lugar se presenta el modelo de *Back-Scattering* Simple de Aki y Chouet (1975) para el caso de un medio homogéneo con una densidad baja de heterogeneidades y donde predomina el *scattering* hacia atrás y puede aplicarse la aproximación de Born (Fig. 2.4). Seguidamente se presenta el modelo de Sato (1977) para el caso del *scattering* isótropo simple.

2.2.3.1 MODELO DE BACK-SCATTERING SIMPLE (SBS)

Las características observadas de las ondas coda en terremotos locales llevaron a Aki (1969) a suponer que la coda estaba formada por ondas secundarias que provenían del *backscattering* generado en numerosas heterogeneidades distribuidas bidimensionalmente. Supuso que podía tratarse como un proceso de *scattering* simple y que las ondas secundarias eran incoherentes entre sí, permitiendo un análisis estadístico.

Aki y Chouet (1975) retomaron el modelo planteado por Aki (1969) pero considerando que las heterogeneidades estaban distribuidas tridimensionalmente. De los dos modelos opuestos que plantearon para la generación de las ondas coda, uno sería el de *Back-Scattering* Simple (SBS).

Las hipótesis fundamentales del modelo de SBS son las siguientes:

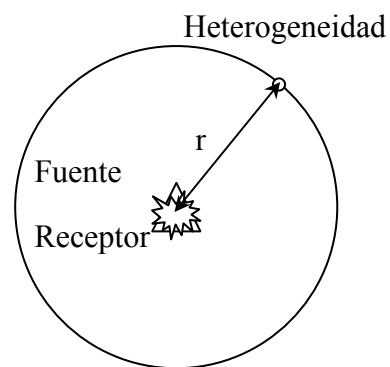


Fig. 2.9. Geometría del modelo de SBS

- las heterogeneidades se suponen distribuidas aleatoria y uniformemente en el espacio;
- el medio que contiene a las heterogeneidades es homogéneo;
- las ondas primarias y secundarias son de la misma naturaleza;
- las distancias dispensor-epicentro y dispensor-estación han de ser aproximadamente iguales y mucho más grandes que la distancia epicentral. Por simplicidad se supone a la fuente y a la estación en un mismo punto (Fig. 2.9);
- cada onda que arriba a la estación es debida a una única heterogeneidad presente en el medio, $\lambda \ll \ell$ (donde λ es la longitud de onda y ℓ es el camino libre medio) por lo que el *scattering* es un proceso débil pudiendo usarse la aproximación de Born despreciándose las pérdidas de energía de la onda primaria y el *scattering* múltiple. Esta sobresimplificación viola la ley de conservación de la energía.

En el desarrollo del SBS no se considera la polarización de las ondas ni la partición de la energía en tres componentes (Sato y Fehler, 1998). La ecuación de la densidad de energía de ondas coda en función de la frecuencia para cada lapso de tiempo t , $(\omega|t)$, es

$$E(\omega|t) = S(\omega)C(\omega|t) \quad (2.22)$$

donde $S(\omega)$ refleja la función fuente que no depende del lapso de tiempo registrado y $C(\omega|t)$ representa el efecto de un área extensa que incluye a la fuente y al receptor y varía con el lapso de tiempo más que con la distancia o la naturaleza del camino sísmico directo.

Sea una fuente puntual ubicada en el origen de coordenadas. Si $W(\omega)$ es la energía total irradiada en una banda de frecuencia unitaria alrededor de ω , entonces la densidad de flujo de energía a una distancia r para tiempos $t > r/v$, con v la velocidad de propagación de la onda, puede expresarse como

$$J^0(r, t|\omega) = \frac{W(\omega)}{4\pi r^2} \delta\left(t - \frac{r}{v}\right) \quad (2.23)$$

donde r^2 representa el efecto de la expansión geométrica de las ondas esféricas y la función δ , delta de Dirac, provee el retraso de tiempo de la energía en la estación debido a la propagación.

Si en el punto denotado por r existe una única heterogeneidad, la energía que retorna

hacia la fuente ($r = 0$) debido al *scattering* según (2.15) es

$$J^1(0, t | \omega) = \frac{W(\omega)}{4\pi r^2} \delta\left(t - \frac{2r}{v}\right) \frac{1}{r^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\pi} \quad (2.24)$$

donde se ha tenido en cuenta que el *scattering* es hacia atrás, evaluando la sección transversal diferencial de *scattering* (2.15) para una dirección $\theta = \pi$. Planteando la coincidencia de la fuente y el receptor en el espacio se verifica que la llegada de la onda secundaria es a un lapso de tiempo $t > 2r/v$.

Se supone que tanto la onda primaria, que parte de la fuente, como la onda secundaria, generada en la heterogeneidad, son de la misma naturaleza y su velocidad es v . Las ondas que arriben a la estación en un intervalo de tiempo $[t, t + \Delta t]$ medido desde el tiempo origen, donde Δt es más largo que la duración de cada pulso de onda secundaria, provienen de las heterogeneidades en la zona encerrada por dos elipses (en el caso de ondas superficiales y elipsoides en el caso de ondas internas) con focos en la estación y el epicentro y ejes mayores de longitudes vt y $v(t + \Delta t)$, respectivamente. Dividiendo la energía por su velocidad de propagación, v , se obtiene la densidad de energía. Sumando las energías provenientes de todas las heterogeneidades presentes en el medio queda la expresión

$$E^1(0, t | \omega) = \sum_{\text{Heterogeneidades}} \frac{W(\omega)}{4\pi r^2} \delta\left(t - \frac{2r}{v}\right) \frac{1}{r^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\pi} \frac{1}{v} \quad (2.25)$$

en la que el supraíndice 1 indica que cada onda ha sido afectada por una única heterogeneidad. Al considerar todas las heterogeneidades distribuidas en el espacio se reemplaza la sumatoria por una integral cuya solución es

$$E^1(0, t | \omega) = \frac{W(\omega) g_{\pi}}{2\pi v^2 t^2} H(t) \quad (2.26)$$

donde $H(t)$ es la función escalón y $g_{\pi} = 4\pi \rho_n \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\pi}$ es el coeficiente de backscattering.

En la expresión (2.26) puede verse que la densidad de energía de una onda afectada de scattering simple, decrece con t^{-2} , o lo que es lo mismo, la RMC decrece con t^{-1} .

Teniendo en cuenta que cada onda pierde energía en la propagación debido a la anelasticidad del medio (2.14) y que esta pérdida depende del intervalo de tiempo medido y de la frecuencia angular, ω , de la forma $\exp(-\omega t/Q_c)$ con Q_c el factor de calidad de las ondas coda, queda la siguiente expresión para la densidad de energía de ondas internas que han sufrido SBS

$$E^1(0,t|\omega) = \frac{W(\omega)g_\pi}{2\pi v^2 t^2} H(t) e^{-\frac{\omega t}{Q_c}} \quad (2.27)$$

Por lo tanto la densidad de energía registrada para ondas esféricas, es proporcional a t^2 . El análisis para ondas superficiales es similar, salvo por la geometría bidimensional de la propagación. En ese caso se llega a que la densidad de energía es proporcional a t^1 .

Una expresión que representa la densidad de energía de las ondas afectadas por SBS tanto en el caso de ondas internas como superficiales es

$$E^1(t|\omega) = E_0(\omega) t^{-m} e^{-\frac{\omega t}{Q_c}} \quad (2.28)$$

donde m es el factor de expansión geométrica de la energía ($m=1, 2$) que depende de la naturaleza de las ondas y $E_0(\omega)$ es la densidad de energía en la fuente de ondas coda que representa tanto el efecto de la fuente primaria como la secundaria. La fuente secundaria está representada por las heterogeneidades del medio y será común a todos los terremotos de una región siempre que las ondas primarias sean las mismas. Se espera por lo tanto, que el factor fuente dependa únicamente de la fuente primaria. Es decir que una vez que se corrige el efecto de la expansión geométrica y se filtra el sismograma en un ancho de banda angosto alrededor de una dada frecuencia, el gradiente de la envolvente de la coda depende únicamente de la atenuación a través del factor Q_c^{-1} (Fig. 2.10).

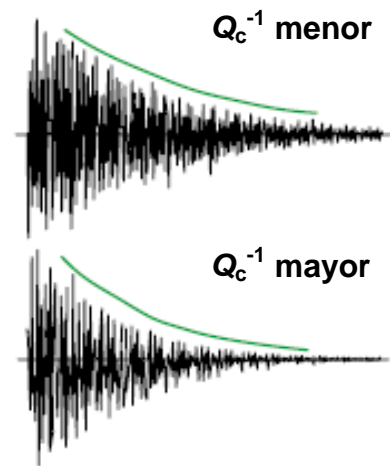


Fig. 2.10.- Ejemplos de sismogramas de regiones con atenuación baja (arriba) y alta (abajo) relativamente. Se observa la pendiente más pronunciada en el caso de mayor atenuación.

Los resultados de Aki y Chouet (1975) mostraron que a frecuencias cercanas a 1Hz, las ondas dispersadas eran superficiales, mientras que a frecuencias mayores resultaban ser ondas internas. Originalmente, Aki y Chouet (1975) asociaron el factor de calidad Q_c únicamente a la anelasticidad del medio. El modelo SBS, considera inicialmente la acción sobre las ondas de una única heterogeneidad, pero luego atribuye también al *scattering* parte de la pérdida de energía en el trayecto entre la heterogeneidad y el receptor (Frankel and Wennerberg, 1987). En un desarrollo de la expresión del *backscattering* simple, Dainty (1984) evidenció que el *scattering* es una parte importante del efecto de atenuación para altas frecuencias. Aki (1980a) realizó una interpretación del origen del Q de ondas S directas, (Q_d), llegando a la

conclusión de que la causa más probable de la atenuación era el *scattering* de las ondas en el camino fuente-receptor. Asumiendo una relación $Q_d = \omega/g\nu$ de acuerdo a la expresión (2.19) y reemplazando el coeficiente de turbidez en la (2.27) queda

$$E^1(0, t|\omega) \propto \frac{\omega}{Q_d \nu} t^{-m} e^{-\frac{\omega t}{Q_c}} \quad (2.29)$$

donde puede asociarse el origen de Q_d al proceso de *scattering*. Sin embargo, continuaba sin aclararse por ese entonces la parte de atenuación que representaba el Q_c .

2.2.3.2 MODELO DE SCATTERING SIMPLE E ISÓTROPO (SIS)

Sato (1977a) amplía el modelo de Aki y Chouet (1975) al caso donde la energía elástica se propaga en frentes esféricos desde una fuente puntual a través de un medio elástico tridimensional e infinito donde hay numerosas heterogeneidades distribuidas homogénea y aleatoriamente. Además, restringe su tratamiento a ondas internas asumiendo un *scattering* simple e isótropo en un medio originalmente elástico, ($g = g_0$).

En la aproximación del *scattering* simple e isótropo, para una fuente y observador separados una distancia r , el camino libre medio, ℓ , es mucho mayor que r . Por lo tanto $t \ll \ell/\nu$ puesto que se supone al *scattering* como un proceso débil donde la onda es afectada por una única heterogeneidad situada a una distancia r_i de la fuente y a una distancia r_i' del observador (Fig. 2.11). El desarrollo se basa en considerar sólo la estimación lineal de

la sección transversal del *scattering* al plantear las fórmulas de la densidad media de energía directa y dispersada. Para una onda plana que se propaga, la densidad media de energía es dos veces la densidad media de energía cinética. Si la fuente se ubica en el origen de coordenadas y se considera un área pequeña del frente de ondas a una distancia $\vec{r} = r \cdot \hat{r}$ con

$r \gg \lambda$, entonces, la densidad media de energía E se relaciona con la densidad media del flujo de energía J según

$$\vec{J}(\vec{r}, t|\omega) = E(\vec{r}, t|\omega) \cdot \nu \cdot \hat{r} \quad (2.30)$$

La energía generada en la fuente en un intervalo de tiempo u mucho menor que t es $W_u(t|\omega)$ y tiene simetría esférica. La densidad media del flujo de energía directa a una

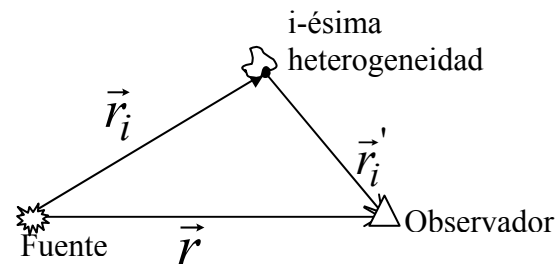


Fig. 2.11. Geometría del modelo de SIS

distancia $\vec{r} = \vec{r}_i + \vec{r}'_i$ será

$$\bar{J}_d(\vec{r}, t | \omega) = \frac{e^{-n\sigma_0 r}}{4\pi r^2} W_u\left(t - \frac{r}{v} \middle| \omega\right) \hat{r} \approx \frac{(1 - n\sigma_0 r)}{4\pi r^2} W_u\left(t - \frac{r}{v} \middle| \omega\right) \hat{r} \quad (2.31)$$

donde el subíndice d denota a la onda directa y se considera la pérdida de energía debida al *scattering* y al efecto de la expansión geométrica. Se observa que la energía de la onda directa decrece monótonamente a medida que se transfiere a las ondas dispersadas.

Considerando el caso de una única heterogeneidad, la densidad media de energía E que llega al observador puede expresarse como la suma de la energía directa, E_d , y la densidad media de energía dispersada por dicha heterogeneidad, E_s . De acuerdo a las posiciones de la heterogeneidad y el observador (Fig. 2.11) el flujo de densidad de energía visto por el observador proveniente de la heterogeneidad vendrá dado por

$$\bar{J}_s^i(\vec{r}, t | \omega) = \frac{(1 - n\sigma_0 r'_i)}{4\pi r_i^2} \sigma_0 \left| \bar{J}_d\left(\vec{r}_i, t - \frac{r'_i}{v} \middle| \omega\right) \right| \hat{r}'_i \quad (2.32)$$

La densidad de energía dispersada por cada heterogeneidad se despeja a partir de (2.30) y (2.32). Para obtener la densidad de energía dispersada total que llega al observador se multiplica la densidad de energía dispersada por cada heterogeneidad por la densidad de heterogeneidades, n , y se integra sobre elipsoide con focos en la fuente y el receptor que verifica $r_i + r'_i = r v$. La variable $v = vt/r = cte$ define una cáscara isócrona de *scattering* para un lapso de tiempo dado. Teniendo en cuenta la duración de la fuente, u , el análisis debe hacerse en un intervalo de tiempo $\Delta T > u$ tal que además $v\Delta T$ sea mayor que el tamaño de las heterogeneidades. De este modo, se obtienen las expresiones

$$E_d(\vec{r}, t | \omega) = \frac{W(1 - g_0 r)}{4\pi r^2} \frac{1}{vu} S_u\left(t - \frac{r}{v}\right) \quad (2.33)$$

$$E_s^1(\vec{r}, t | \omega) = \frac{Wg_0}{4\pi r^2} K\left(\frac{vt}{r}\right) H\left(\frac{vt}{r} - 1\right) \quad (2.34)$$

que representan las energías directa y dispersada respectivamente, donde $S_u(t-r/v)$ es una función cajón de ancho u desplazada, el supraíndice 1 indica que la energía ha sufrido un único *scattering*, $H(vt/r-1)$ es la función escalón desplazada y $K(v)$ es un factor de corrección por expansión geométrica de la forma

$$K(\nu) = \frac{1}{\nu} \ln \frac{\nu+1}{\nu-1} \quad \text{para } \nu > 1 \quad (2.35)$$

En la Fig. 2.12 puede verse que $K(\nu) \approx 2/\nu^2$ cuando $\nu \gg 1$, por lo que (2.34) coincide con (2.26) si $g_0 = g_\pi$. $K(\nu)$ diverge logarítmicamente cuando $\nu \rightarrow 1+$ pero dado que E_s es una densidad, su integral en el espacio, la energía total, es finita. La densidad de energía media en la fuente se obtiene haciendo el límite de la (2.34) para $\vec{r} \rightarrow 0$. Cerca de la fuente, la energía puede considerarse proporcional a t^{-2} , pero a medida que t crece, su variación se hace más lenta.

Una ventaja del método de Sato (1977a) sobre el de Aki y Chouet (1975) es que puede aplicarse inmediatamente después de la llegada de las ondas S directas. Los resultados de análisis adimensionales de la energía a diferentes distancias y tiempos mediante la teoría de SIS permitieron a Sato (1977a) explicar cualitativamente las principales propiedades de las ondas coda. En trabajos posteriores, consideró la posibilidad de conversión de ondas en el *scattering* S→P y P→S (Sato, 1977b) y el *scattering* múltiple (Sato, 1988, 1993, 1994).

Incorporando el efecto de la atenuación anelástica y trabajando las (2.33) y (2.34), la relación de energías entre la onda directa y la coda permite conocer el factor de calidad de las ondas coda en función del tiempo de S y el lapso de tiempo de coda

$$\frac{E_d(\omega)}{E_s(\omega)} = \frac{1}{g_0 \nu u} K(\nu)^{-1} e^{-\frac{\omega(t-t_s)}{Q_c}} \quad (2.36)$$

donde t es el lapso de tiempo de la coda y t_s es el tiempo de viaje de la onda S directa.

Novelo-Casanova y Lee (1991) usando codas sintéticas, compararon la aplicabilidad de las técnicas de SBS y SIS. Encontraron que ambos métodos aproximaban razonablemente los modelos de entrada propuestos al analizar las mismas ventanas de coda y que los valores bajos de Q_c eran mejor estimados en la parte inicial y final de la coda mientras que valores

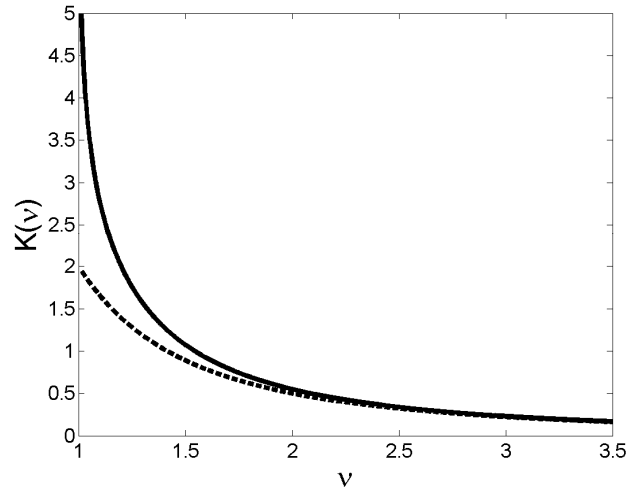


Fig. 2.12.- Factor de corrección de la expansión geométrica según Sato (1977a), $K(\nu)$, para ν mayor que 1 en línea sólida y asintota, $2\nu^{-2}$, en línea punteada.

altos de Q_c se extraían más precisamente para lapsos de tiempo largos. Además, la incorporación de $K(\nu)$ en el método de SIS parecía trabajar mejor con codas altamente atenuadas, esto es Q_c bajos, mientras que su influencia no se notaba para Q_c altos ni para lapsos de tiempo largos.

Según Frankel y Wennerberg (1987), el tratamiento similar del *scattering* y la anelasticidad en el SS parece contradecir la física del problema ya que dichos procesos afectan de manera distinta al decaimiento de coda. Mientras que un aumento de la anelasticidad conlleva a la disminución de energía tanto en las ondas directas como en la coda, un aumento del *scattering*, desviará energía de las ondas directas hacia la coda.

Debido a todas estas consideraciones, diversos autores propusieron diferentes modelos para la generación de ondas coda y el tratamiento de la atenuación, como veremos más adelante. Sin embargo, el SBS sigue siendo utilizado dada la sencillez de su aplicación y porque la información que brinda resulta suficiente para algunos fines como por ejemplo, las determinaciones de peligrosidad sísmica.

2.2.4 SCATTERING MÚLTIPLE

En regiones con mayor densidad de heterogeneidades surge la necesidad de incluir los efectos del *scattering* múltiple, es así que comienzan a desarrollarse nuevos modelos con bases teóricas y/o fenomenológicas. En primer lugar el modelo extremo de Difusión de la energía (Aki y Chouet, 1975), luego el modelo de *Scattering* Múltiple de Gao et al. (1983a,b) que parte del *scattering* simple agregando órdenes de dispersión; el modelo de Transferencia de Energía (Wu, 1985) que parte de la ecuación de Boltzmann de la teoría cinética de los gases y el de Flujo de Energía (Frankel y Wennerberg, 1987) que se basa en el balance de energía entre las ondas directas y la coda. Si bien estos métodos no se implementan en forma directa en esta tesis al ajuste de las codas, ellos han sentado las bases de los métodos de separación de los efectos de absorción anelástica y de *scattering* que sí se aplican.

2.2.4.1 MODELO DE DIFUSIÓN (D)

Dado que el SBS viola el balance energético, Aki y Chouet (1975) consideraron también el modelo de difusión. En este caso, plantearon la transferencia de energía sísmica como un *scattering* fuerte donde la energía se fracciona de diferente manera hacia adelante y hacia atrás al encontrar una heterogeneidad e incluye los efectos de la transformación de la energía en calor. Es lógico pensar que a medida que el lapso de tiempo de propagación aumenta, el efecto del *scattering* múltiple domina frente al *scattering* simple produciendo una

distribución espacial de energía suavizada.

Sea $E^D(\vec{r}, t|\omega)$ la energía sísmica por unidad de volumen en una banda de frecuencia unitaria alrededor de ω . El flujo y el gradiente de la energía cambian con el tiempo, por lo que se aplica la segunda ley de la difusión para el estado no estacionario (Morse e Ingard, 1986) incluyendo un término de disipación lineal debido a la consideración de conservación de la energía

$$\frac{\partial E^D}{\partial t} = D\nabla^2 E^D - \frac{\omega}{Q} E^D \quad (2.37)$$

donde D es el coeficiente de difusión y el segundo término representa la transformación de energía en calor, es decir que Q corresponde solo a la atenuación anelástica. Solucionando la (2.37) para una fuente puntual e instantánea que emite una energía sísmica total $W(\omega)$ en una banda de frecuencia unitaria alrededor de ω , se obtiene

$$E^D(\omega|x, t) = \frac{W(\omega)}{(4\pi D)^{3/2}} t^{-3/2} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4Dt}} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \quad (2.38)$$

Suponiendo distancias cortas y tiempos largos, a partir de la definición de la densidad de potencia espectral (EDP) y teniendo en cuenta que la densidad de energía sísmica es dos veces la energía cinética de las ondas que se propagan o de ondas estacionarias en un medio de densidad ρ , se llega a la función EDP

$$P^D(\omega|t) = E^D(\omega|0, t) \frac{1}{\rho\omega^2} = \frac{W(\omega)}{\rho\omega^2(4\pi D)^{3/2}} t^{-3/2} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \quad (2.39)$$

Por lo tanto el modelo de difusión plantea una dependencia de la energía con el lapso de tiempo intermedia entre los casos de ondas internas y superficiales del modelo de SBS. En el análisis espacio-temporal parametrizado de la ecuación de difusión mediante curvas normalizadas de energía (Fig. 2.13) se ve que la energía viaja por delante del frente de ondas violando el principio de causalidad.

Dainty et al. (1974b) obtuvieron la relación entre D y el camino libre medio ℓ de la forma $D = v\ell/3$ donde v es la velocidad de propagación. Según Aki y Chouet (1975) las ondas que sufren *scattering* hacia adelante se comportan más como ondas viajeras que como afectadas por difusión, por lo que este proceso se aplica sólo a la parte de la energía

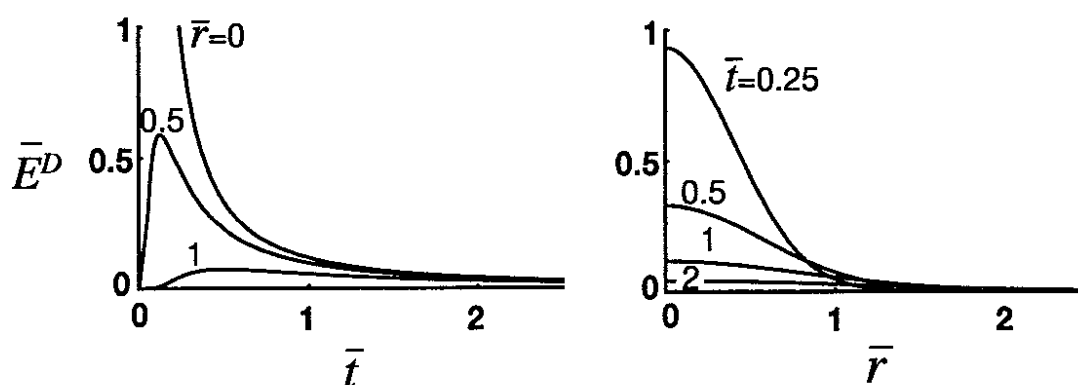


Fig. 2.13. Modelo de difusión: (a) densidad de energía vs. tiempo a diferentes distancias y (b) densidad de energía vs. distancia con el tiempo como parámetro (Extractada de Sato y Fehler, 1998)

dispersada hacia atrás. Por eso en las expresiones de difusión, se incorpora $g(\pi)$ en lugar del promedio de $g(\theta)$ para todas las direcciones.

Más adelante, en la teoría de transferencia radiativa se verá que el *scattering* múltiple isótropo converge a la difusión para lapsos de tiempo largos.

2.2.4.2 MODELO DE SCATTERING MÚLTIPLE DE GAO (SMG)

Según se ha visto, la teoría del *scattering* simple es válida solo si el camino libre medio de las ondas es mucho más grande que la distancia de la heterogeneidad al receptor. Sin embargo existen numerosas situaciones donde esta condición no se cumple y entonces debe considerarse la contribución del *scattering* múltiple a la coda. Kopnichev (1977) desarrolló las expresiones del *scattering* doble y triple y la difusión para un medio aleatorio, uniforme, isótropo y normal asumiendo además, que la distancia recorrida por las ondas es mucho mayor que la distancia epicentral. Nuevamente la difusión fue descartada para aplicaciones terrestres. En los casos de doble y triple *scattering* consideró ondas internas y superficiales con la condición de que las ondas primarias y secundarias fuesen de la misma naturaleza. Los resultados indicaron que la parte inicial de la coda estaba compuesta principalmente de ondas afectadas de *scattering* simple, mientras que la contribución del *scattering* múltiple aumentaba con el correr del tiempo. De este modo se establecía una limitación en las duraciones de codas consideradas según el modelo empleado.

Gao et al. (1983a,b) continuaron el estudio del *scattering* múltiple a partir de los desarrollos de *scattering* simple de Aki y Chouet (1975). Inicialmente desarrollaron la teoría para un medio bidimensional Gao et al. (1983a) y luego la extendieron al caso tridimensional Gao et al. (1983b). Para un medio tridimensional caracterizado por *scattering* múltiple e isótropo, suponiendo que no se producen cambios de naturaleza y que las energías de las

ondas afectadas son aditivas, el EDP a un lapso de tiempo t puede expresarse de la forma

$$P(\omega|t) = \sum_k P_k(\omega|t) \quad (2.40)$$

donde el índice k indica la contribución energética de la onda generada en la k -ésima heterogeneidad.

Para obtener las expresiones correspondientes, partiendo de las expresiones del SBS desarrollaron el *scattering* doble, triple y su extensión a órdenes superiores. Suponiendo a la fuente y el receptor coincidentes ($F \equiv R$) en el espacio y una primera heterogeneidad (H_1) a distancia r_1 . Las segundas heterogeneidades se plantean con una densidad igual a n , sección transversal σ_0 y distribuidas en un anillo elipsoidal con focos en H_1 y F . Los ejes mayores de las elipsoides interna y externa son $2r-r_1$ y $2(r+dr)-r_1$ con $dr = v dt/2$. Las segundas heterogeneidades recibirán ondas provenientes de H_1 y F , a distancias r_2 y r_3 respectivamente. A cierta distancia de referencia de la fuente, r_0 , el espectro de amplitud de las ondas será $|\phi(\omega|r_0)|$. Para el espectro de amplitud de las ondas afectadas por las dos heterogeneidades se tiene la expresión

$$|\phi_2(\omega|t)| = \frac{\sigma_0}{4\pi r_2 r_3} \left(\frac{r_0}{r_1} \right) |\phi(\omega|r_0)| e^{-\frac{\omega}{2Q}(t-t_0)} \quad (2.41)$$

si se suman las contribuciones de todas las heterogeneidades en el elemento de volumen entre los dos elipsoides para hallar el EDP que llega al receptor entre el lapso de tiempo t y $t+dt$, se obtiene

$$P_2(\omega|t) = K_2 \frac{n^2 \sigma_0^2 v S(\omega)}{r} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \quad (2.42)$$

donde

$$S(\omega) = r_0^2 |\phi(\omega|r_0)|^2 e^{\frac{\omega t_0}{Q}} \quad (2.43)$$

representa la energía a la distancia de referencia r_0 , K_2 representa la geometría del problema y su valor, hallado numéricamente, es igual a $\pi^2/8$. Gao et al. (1983b) hallaron del mismo modo las contribuciones de los *scattering* de orden tres, cuatro y hasta siete, obteniendo la siguiente generalización para órdenes superiores

$$P(\omega|t) = \nu(n\sigma_0)^3 S(\omega) e^{-\frac{\omega t}{Q}} \sum_{i=1}^{\infty} (n\sigma_0 r)^{i-3} K_i \quad (2.44)$$

donde el índice i indica el orden del *scattering*. Resulta fácil entonces, separar el efecto del *scattering* simple del múltiple

$$P(\omega|t) = P_S(\omega|t) + P_m(\omega|t) \quad (2.45)$$

donde

$$P_S(\omega|t) = \frac{\nu n \sigma_0 S(\omega)}{2r^2} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \quad (2.46)$$

$$P_m(\omega|t) = \frac{\nu(n\sigma_0)^2 S(\omega)}{r} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \sum_{i=2}^m (n\sigma_0 r)^{i-2} K_i \quad (2.47)$$

Como puede verse, de acuerdo a la dependencia de P_S y P_m respecto de r o su equivalente $\nu t/2$, la contribución del *scattering* múltiple para tiempos largos es mayor que la del *scattering* simple. Aunque, integrando los valores de K_i , Gao et al. (1983a, b) comprobaron que la contribución del *scattering* de orden $i > 7$ resultaba ser prácticamente nula.

Teniendo en cuenta la (2.19) se puede expresar

$$Q_s = \frac{\omega t}{2n\sigma_0 r} = \frac{\omega t}{\gamma} \quad (2.48)$$

donde la cantidad $\gamma=2n\sigma_0 r$ es adimensional y representa la pérdida de potencia debida al *scattering* simple. Dainty y Toksöz (1981) plantearon que el factor de calidad del medio, Q , podía expresarse a través de la contribución de los factores de calidad correspondientes a los dos procesos que causaban la atenuación, esto es la anelasticidad del medio (Q_i) y el *scattering* (Q_s) en la forma

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_s} \quad (2.49)$$

Integrando hasta el séptimo orden de *scattering*, Gao et al (1983b) establecieron la siguiente expresión para el EDP del *scattering* múltiple

$$P_m(\omega|t) = 1.23\gamma^{-1} 2\nu(n\sigma_0)^3 S(\omega) e^{-\omega t \left(\frac{0.67}{Q_s} + \frac{1}{Q_i} \right)} \quad (2.50)$$

Analizando los valores de P_s y P_m en función de γ , observaron que se intersecan para $\gamma = \gamma_c = 0.65 = t_c n \sigma_0 \nu$. Para $t > t_c = 0.65(n\sigma_0\nu)^{-1}$, el *scattering* múltiple domina el EDP mientras que para tiempos menores el SBS permite un buen ajuste. De la (2.50) se deduce que para $t \gg t_c$, los valores de Q_s son sobreestimados en un factor 1/0.67 en el análisis del *scattering* simple.

Gao (1984) mostró que el análisis de las ondas coda podía ser una herramienta matemática útil para distinguir ambas contribuciones. Integrando la expresión del *scattering* múltiple hasta el séptimo orden con la incorporación de (2.48) y (2.49) obtuvo la siguiente expresión para el espectro de potencia

$$P(\omega|t) = \frac{2\omega S(\omega)}{Q_s \nu^2 t^2} e^{-\frac{\omega t}{Q}} \left(1 + 1.23 \frac{\omega t}{Q_s} e^{0.33 \frac{\omega t}{Q_s}} \right) \quad (2.51)$$

que puede solucionarse usando un método de ajuste no lineal para determinar los valores de Q_i y Q_s . El primer término representa la contribución del *scattering* simple y el segundo término representa la contribución del *scattering* múltiple. Puede verse que en la estimación de Q_c para lapsos de tiempo largos con el modelo de Aki y Chouet, se estaría sobreestimando su valor en un factor de 1.23 para el caso tridimensional si se considera despreciable la absorción intrínseca del medio.

2.2.4.3 MODELO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA (TR)

El modelo de Gao et al (1983b) permitía un mejor ajuste de la envolvente media cuadrática del sismograma, pero aún quedaba por resolver el problema del tratamiento de la conservación de la energía total. Una aproximación sistemática al modelado del *scattering* múltiple consiste en considerar la teoría de la transferencia radiativa (teoría del transporte de energía) para la densidad de energía. Los modelos iniciales que usaban esta teoría no incluían la conversión de ondas en el *scattering*. Wu (1985) y Wu y Aki (1988a) fueron los primeros en explorar su aplicación en el modelado de envolventes de sismogramas de alta frecuencia. Wu (1985) consideró el caso del *scattering* isótropo y del *scattering* fuerte hacia adelante para ondas S y coda de pequeños terremotos locales.

La ecuación básica es la llamada ecuación de transferencia o transporte y es equivalente a la ecuación de Boltzmann usada en la teoría cinética de los gases, en la óptica astrofísica y en la teoría del transporte de neutrones. Esta teoría ha sido aplicada con éxito, por ejemplo, para modelar visibilidad atmosférica, acústica oceánica y la propagación de la luz en atmósferas planetarias (Chandrasekhar, 1960). Asumiendo que la energía total se conserva y

sin considerar la interferencia de ondas, el desarrollo de fórmulas es más bien heurístico, perdiendo rigurosidad en el tratamiento de la ecuación de onda. De este modo se simplifican las matemáticas a riesgo de hallar algunos problemas de balance energético local por el *scattering* simple.

Se presenta aquí un resumen que sirve de introducción a métodos cuyos desarrollos se fundan en este modelo y que se aplican en este trabajo.

En primer lugar el análisis de la energía se realiza para una frecuencia fija, por lo que las expresiones no dependerán de ω . La intensidad media, $\bar{I}(r)$, es el promedio de la integral sobre todas las direcciones de la intensidad específica o direccional $I(r, \hat{\Omega})$. Esta última es la cantidad fundamental de la teoría, ya que da el flujo de potencia en un ángulo sólido unitario en la dirección $\hat{\Omega}$. La densidad de energía para una onda de velocidad v , será

$$E(r) = \frac{1}{v} \int_{4\pi} I(r, \hat{\Omega}) d\Omega = \frac{4\pi}{v} \bar{I}(r) \quad (2.52)$$

Se define el albedo sísmico, B_0 , como

$$B_0 = \frac{\eta_s}{\eta_s + \eta_i} \quad (2.53)$$

donde $\eta_s = g_0$ es el coeficiente total de *scattering* definido a partir de (2.17) y (2.19) salvo que en este caso el coeficiente de *scattering*, g , es direccional; η_i es el coeficiente de absorción intrínseca del medio y η_e , el coeficiente de extinción del medio, es $\eta_e = \eta_s + \eta_i$. La directividad del *scattering* está dada por la relación $D(\hat{\Omega}, \hat{\Omega}_0) = g(\hat{\Omega}, \hat{\Omega}_0) / \eta_s$.

La ecuación diferencial para la intensidad específica, o ecuación de transferencia, será

$$\frac{dI(r, \hat{\Omega})}{dl} = -\eta_e I(r, \hat{\Omega}) + \frac{\eta_s}{4\pi} \int_{4\pi} D(\hat{\Omega}, \hat{\Omega}_0) I(r, \hat{\Omega}_0) d\Omega_0 + W(r, \hat{\Omega}) \quad (2.54)$$

donde dl es la longitud de un cilindro elemental de sección transversal unitaria, alrededor de la dirección $\hat{\Omega}$ y $W(r, \hat{\Omega})$ es la función intensidad de la fuente, que define la cantidad de potencia emitida en la dirección $\hat{\Omega}$ por unidad de ángulo sólido. El primer término de la derecha de la ecuación (2.54) representa la pérdida de potencia en la dirección $\hat{\Omega}$ por absorción y *scattering*, el segundo término da la ganancia de potencia en dicha dirección por intensidad incidente que sufrió *scattering* desde todas las direcciones y el tercer término es la contribución directa de la fuente.

No existe una solución analítica general para la ecuación de transferencia pero pueden hallarse soluciones numéricas. Las soluciones se plantean reemplazando la (2.52) en (2.54). El caso más sencillo es el correspondiente al *scattering* isótropo, es decir que $D(\hat{\Omega}, \hat{\Omega}_0) \equiv 1$. Si se integra sobre todas las direcciones, para obtener la densidad de energía se llega a una ecuación diferencial de primer orden de la forma

$$\frac{dE(r)}{dl} = -\eta_e E(r) + Q(l) \quad (2.55)$$

con

$$Q(l) = \frac{1}{C} \int_{4\pi} \left[\frac{\eta_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(r, \hat{\Omega}_0) d\Omega_0 + W(r, \hat{\Omega}) \right] d\Omega \quad (2.56)$$

La solución general de la (2.55) es

$$E(r) = A e^{-\eta_e l} + \int_0^l Q(l_1) e^{-\eta_e (l-l_1)} dl_1 \quad (2.57)$$

donde A es una constante. Puede observarse que la densidad de energía contiene un primer término denominado densidad de energía coherente, E_c , o densidad de energía reducida, que decae exponencialmente con el coeficiente de extinción, η_e , como coeficiente de atenuación. El segundo término se denomina densidad de energía difusa, E_d , producida por el *scattering*. Queda por determinar la función $I(r, \hat{\Omega}_0)$, para lo cual se deben imponer condiciones de contorno. Wu (1985) supuso una fuente puntual en el origen irradiando una densidad de energía E_0 en un medio infinito aleatorio e inhomogéneo, obteniendo la siguiente solución

$$\begin{aligned} 4\pi r^2 E(r) &= \eta_e P_d r e^{-\eta_e d_0 r} + \eta_e r \int_0^1 f(\xi, B_0) e^{-\frac{\eta_e r}{\xi}} \frac{d\xi}{\xi^2} \\ &= 4\pi r^2 (E_d + E_c) \end{aligned} \quad (2.58)$$

donde la energía de difusión, afectada por el *scattering* múltiple, está caracterizada por

$$P_d = \frac{2d_0^2 (1 - d_0^2)}{B_0 (d_0^2 + B_0 - 1)} \quad (2.59)$$

y d_0 , que se define como el multiplicador difusivo se determina a partir de su relación con B_0

$$\frac{B_0}{2d_0} \ln \left(\frac{1+d_0}{1-d_0} \right) = 1 \quad (2.60)$$

Por último, la función que caracteriza a la energía coherente puede escribirse como

$$f(\xi, B_0) = \left[\left(1 - B_0 \xi \tanh^{-1}(\xi) \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2} B_0 \xi \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.61)$$

El término difusor también puede escribirse discriminando en su exponente el efecto de la absorción y el *scattering*

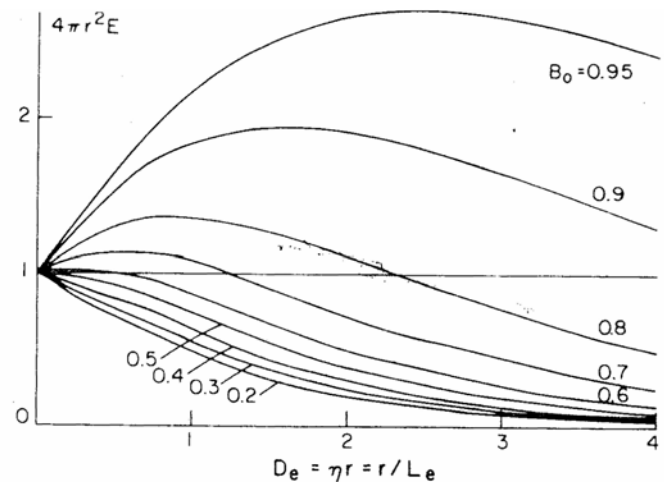
$$E_d(r) = \eta_e P_d r e^{-(\eta_i + d_s \eta_s) r} \quad (2.62)$$

$$d_s = \frac{d_0 - (1 - B_0)}{B_0} \quad (2.63)$$

Cuando la distancia es grande, especialmente para B_0 grandes, el término de difusión es dominante y la $E(r)$ tendrá aproximadamente un decaimiento exponencial con un coeficiente de atenuación aparente $d_0 \eta_e$ que es menor que η_e , ya que d_0 es siempre menor que 1.

Wu (1985) analizó también el caso de heterogeneidades de gran escala con un *scattering* fuerte hacia adelante, tal como se habían encontrado en las grandes antenas sísmicas de LASA y NORSAR, dibujando las curvas normalizadas de densidad flujo de energía ($4\pi r^2 E(r)$) en función de $r\eta$, la distancia de extinción, absorción o *scattering* según el caso (Fig. 2.14). Para el *scattering* isótropo o aproximadamente isótropo, halló que las curvas dependían fuertemente del albedo sísmico, B_0 , manteniendo una forma de arco con su máximo dependiendo del coeficiente de extinción del medio, η_e , para el caso $B_0 > 0.5$. A partir del

Fig. 2.14. Curvas de distribución de densidad de energía normalizada $4\pi r^2 E(r)$, donde r es la distancia de propagación desde la fuente puntual, $D_e = \eta_e r$ es la distancia de extinción y $\eta_e = \eta_s + \eta_i$ es el coeficiente de extinción. B_0 es el albedo sísmico del medio. (extractada de Wu, 1985).



valor del albedo, podrían separarse las contribuciones de la absorción y el *scattering* a la atenuación (Fig. 2.15). Por otra parte, para el *scattering* fuerte, la forma de la curva de energía vs. distancia es insensible al albedo, por lo que la separación de los efectos de absorción y *scattering* se vuelve más difícil.

La implementación de este modelo requería la comparación visual de curvas experimentales con curvas sintéticas. En el momento que fue desarrollado esto demandaba un tiempo de cálculo que no era justificado por la fiabilidad del ajuste y el margen de error de los datos. Unos años más tarde Hoshiya et al. (1991) retomaron este modelo para mejorarlo.

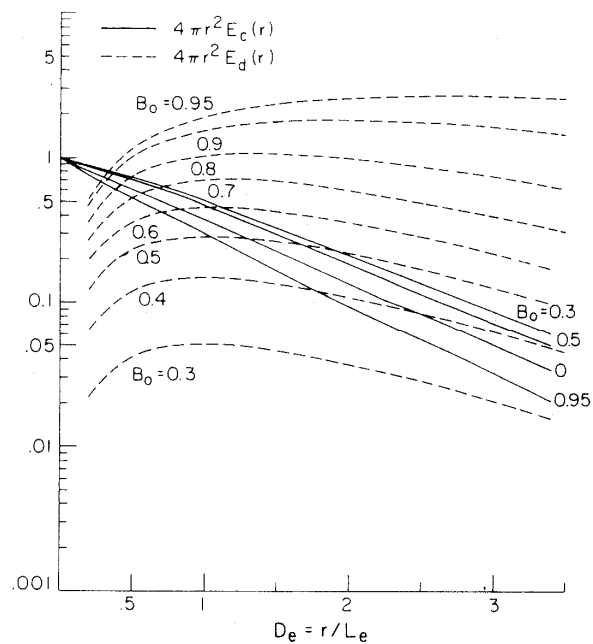


Fig. 2.15. Amplitudes relativas de la energía difusa E_d y la energía coherente E_c en función de la distancia de extinción D_e y diferentes albedos sísmicos B_0 . (Wu, 1985)

2.2.4.4 MODELO DE FLUJO DE ENERGÍA (FE)

Frankel y Clayton (1984), comprobaron que la atenuación aparente es mayor cuando la heterogeneidad tiene dimensiones comparables a la longitud de onda. Analizando sismogramas sintéticos en un medio aleatorio bidimensional observaron que el contenido en frecuencias de la coda aumenta cuando disminuye el tamaño de la heterogeneidad.

Posteriormente (Frankel y Clayton, 1986), observaron la excitación de ondas coda al analizar simulaciones de propagación de ondas en medios inhomogéneos y encontraron que el decaimiento de la coda en sismogramas sintéticos era insensible al Q de *scattering* del medio.

Los resultados previos condujeron a Frankel y Wennerberg (1987) a la conclusión de que, debido al *scattering*, las ondas se dispersan rápidamente en un volumen esférico por detrás del frente de onda. Entre sus observaciones cabe destacar, que el *scattering* y la atenuación intrínseca deberían causar diferentes efectos sobre el decaimiento de la coda. Mientras un aumento del *scattering* causa una mayor distribución de la energía directa hacia la coda a medida que aumenta el tiempo, un aumento de la atenuación intrínseca produce una mayor pérdida de energía con el tiempo tanto en la coda como en la onda directa.

El modelo propuesto es consistente con las observaciones de las envolventes de sismogramas a diferentes distancias y con las amplitudes de codas de S para lapsos de tiempo

largos. Por otra parte permite diferenciar explícitamente entre la atenuación anelástica y la atenuación por *scattering*, siendo válido tanto para el *scattering* débil como para el fuerte. Demostraron, mediante la aplicación sobre sismogramas sintéticos que el decaimiento de la coda es sensible al Q intrínseco del medio y que el cociente entre la amplitud de la coda y la energía de la onda directa registrada sirve como medida de la atenuación por *scattering*. Mediante pruebas sobre datos reales concluyeron que los valores de Q obtenidos para ondas coda en la litósfera se aproximan al efecto de la atenuación intrínseca y no se relacionan con la atenuación por *scattering*.

Al igual que el modelo de transferencia radiativa, el modelo de flujo de energía es un modelo fenomenológico y no hace intentos de explicar el proceso de *scattering*. Considera que la energía fluye entre el frente de onda inicial y la coda, que la energía de la coda es aproximadamente homogénea en el espacio y aplica el principio de conservación de la energía. Las fórmulas locales de magnitud que dependen únicamente de la duración del registro son válidas por la propiedad de homogeneidad de la coda.

En el desarrollo del método, Frankel y Wennerberg (1987) plantearon ondas acústicas propagándose desde una fuente explosiva a través de dos clases de medios diferentes según el tamaño dominante de sus heterogeneidades. En principio simularon sismogramas donde las ondas directas eran afectadas por *scattering* y expansión geométrica, tal como lo plantearon Aki y Chouet (1975), pero sin incluir el efecto de la atenuación intrínseca. La naturaleza de las ondas podía ser tanto de ondas superficiales como internas. Luego determinaron el Q de *scattering* a partir del decaimiento de la amplitud máxima de las envolventes corregidas por divergencia geométrica y en función de las distancias fuente-receptor. Demostraron que el Q de *scattering* es menor cuando las heterogeneidades son de tamaño similar a la longitud de onda sísmica que cuando las heterogeneidades son mucho más pequeñas que la longitud de onda. En el primer caso, la amplitud promedio de las ondas coda es mayor y el decaimiento con la distancia de la amplitud de la onda S directa es más notorio, demostrando la homogeneidad de la coda mencionada anteriormente. Para cualquier distancia de correlación, Q_s^{-1} es casi proporcional a la varianza (σ^2) de la velocidad sísmica del medio.

Suponiendo un medio sin atenuación intrínseca, la energía de la onda directa es dispersada en forma continua hacia la coda a medida que el frente de onda avanza. Si W_T es la energía total, W_D la energía de la onda directa y W_C la energía de la coda, entonces a un lapso de tiempo t , la energía de la onda directa será

$$W_D = W_T e^{-\omega t/Q_s} \quad (2.64)$$

donde ω es la frecuencia angular y Q_s representa el *scattering*. La energía de la coda puede expresarse como $W_C = W_T - W_D$ y dado que W_D se mide en cierta ventana temporal que se inicia en el instante de arribo de la onda, puede ser que en ella se incluya algo de energía afectada de *forward-scattering*. Estas consideraciones conducen a

$$W_C = W_T (1 - e^{-\omega t/Q_s}) \quad (2.65)$$

Como la coda es homogénea, su densidad de energía vendrá dada por

$$E_C^{FE}(\omega|r,t) = W_C / (4/3 \pi^3 v^3) \quad (2.66)$$

siempre que se tome la ventana temporal de la coda a $\omega t \gg r$ (Frankel y Wennerberg, 1987). Reemplazando esta expresión en (2.65) e integrando para todas las heterogeneidades del medio tridimensional (Sato y Fehler, 1998), se obtiene

$$\begin{aligned} E_C^{FE}(\omega|r,t) &= \frac{3W_T (1 - e^{-\omega t/Q_s})}{4\pi v^3 t^3} H\left(t - \frac{r}{v}\right) \quad \text{para } \omega t/Q_s \ll 1 \\ &\approx \frac{3W_T \omega Q_s^{-1}}{4\pi v^3 t^2} H\left(t - \frac{r}{v}\right) \end{aligned} \quad (2.67)$$

Según el modelo de flujo de energía las envolventes de coda convergen para medios con diferentes valores de Q_s y lapsos de tiempo largos, mientras que en el modelo de *scattering* simple las amplitudes de coda serán proporcionales a los valores de Q_s (Fig. 2.16).

Incorporando ahora al medio la atenuación intrínseca a través de Q_i , según la relación $W_T = W e^{-\omega t/Q_i}$, se obtiene

$$E_C^{FE}(\omega|r,t) = \frac{3W (1 - e^{-\omega t/Q_s}) e^{-\omega t/Q_i}}{4\pi v^3 t^3} H\left(t - \frac{r}{v}\right) \quad (2.68)$$

En este caso, como en los otros métodos, W es la energía elástica radiada originalmente en la fuente. La atenuación intrínseca causa un decaimiento exponencial de la amplitud en la coda que se superpone a los efectos del *scattering* y la expansión geométrica. El decaimiento de la coda con ambos tipos de atenuación es más pronunciado y es bastante similar a los observados. El *scattering* simple sobreestima la velocidad de decaimiento de la coda en un medio con atenuación intrínseca y moderada atenuación de *scattering*.

Aplicando la expresión (2.49) de Dainty y Toksöz (1981), puede evaluarse la contribución del *scattering* y la absorción anelástica a la atenuación de ondas coda. Frankel y

Wennerberg (1987) demostraron mediante simulaciones que el decaimiento de la coda es más sensible al Q_i que al Q_s . Como puede verse en la (2.68), si el *scattering* es muy débil, el modelo de flujo de energía se aproxima al del SBS (2.28). En ese caso habrá que tener en cuenta que Q_c deberá ser igual a Q_i , Q_s será muy grande y los lapsos de tiempo t , muy cortos de modo que pueda aproximarse $e^{-\omega t/Q_s} \approx 1 - \omega t/Q_s$. La gran diferencia con el modelo de SBS es la suposición de que Q_c representa solo a Q_i . Esta era la suposición original de Aki y Chouet (1975), aunque Aki (1980a) concluyera que el Q_c obtenido por SBS, era más bien la atenuación total del medio e incluía tanto la atenuación intrínseca como la de *scattering*.

Finalmente, Frankel y Wennerberg (1987) mostraron que los valores de Q_c calculados por el método de SBS, aproximan en el mejor caso al Q_i de la litósfera y no se relacionan con Q_s .

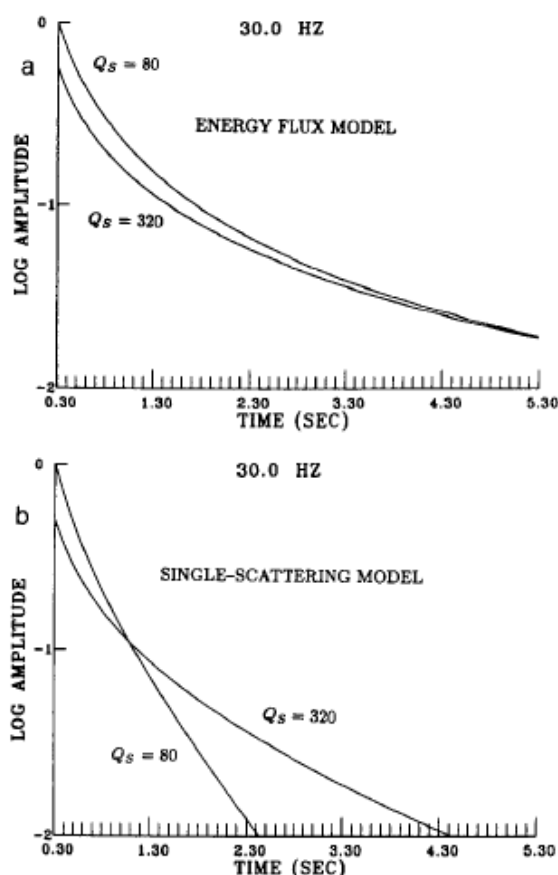


Fig. 2.16. Decaimiento teórico de la coda según (a) el modelo de flujo de energía y (b) el modelo de scattering simple para medios con Q_s entre 80 y 320 en función del lapso de tiempo. (Extractada de Frankel y Wennerberg, 1987)

2.2.5 ALGUNOS RESULTADOS DE LAS DETERMINACIONES DE Q_c

Los modelos de SBS y SIS han resultado ser los más utilizados en todas las regiones donde se han hecho determinaciones de atenuación sísmica. Si bien los mismos Aki y Chouet (1975) calificaron a su modelo de simplista, su expresión de la envolvente de coda ajusta de buen modo en la mayoría de los marcos tectónicos en los que se ha aplicado. Conforme el método SBS se ponía en práctica, los resultados obtenidos sobre los datos reales permitían redefinir los criterios de aplicación y mostraban la variación de Q_c en una misma región induciendo a interpretaciones geodinámicas. Para una discriminación de las posibles causas de la forma de decaimiento de la coda, habría que valerse de modelos más sofisticados como los descritos en las secciones anteriores. En algunas aplicaciones se han realizado modificaciones al método SBS como la propuesta por Herrmann (1980) quien consideró el

efecto que agregaba la respuesta instrumental al ajuste de Q_c (Canas et al., 1991; Singh y Herrmann, 1983). Entre las regiones que han sido estudiadas mediante el modelo de *scattering* simple pueden mencionarse: Japón (Aki y Chouet, 1975); Afganistán (Rautian y Khalturin, 1978); varias regiones de EEUU (Chouet, 1979, Singh y Herrmann, 1983, Biswas y Aki, 1984, Havskov et al., 1989); Italia y sur de España (del Pezzo et al., 1983a, b y 1990); NE de España (Correig y Mitchell, 1989 y Correig et al., 1990); Noruega (Kvamme y Havskov, 1989); cuenca de Granada, España (Ibáñez et al., 1990, Morales et al., 1991); Canadá (Woodgold, 1990 y 1994); Francia (Chevrot y Cansi, 1996); Costa Rica (González y Persson, 1997); India (Gupta et al., 1998); México (Novelo Casanova y Valdés-González, 2000); NE de Brasil (Pereira Dias y de Souza, 2004); Venezuela (García y Mendoza, 2004); NO de los Himalaya (Kumar et al., 2005) y Cuba (Biescas et al., 2007). La Fig. 2.17, extractada de Sato y Fehler (1998) reúne valores de Q_c estimados en función de la frecuencia en numerosas regiones del mundo.

Una de las cuestiones que se discuten al aplicar el modelo de *scattering* simple es la naturaleza de las ondas que componen la coda. Rautian y Khalturin (1978) observaron que no se diferenciaba el efecto de la elección del factor de expansión geométrica, $m=1$ o 2 , excepto para las frecuencias más bajas. En su trabajo midieron envolventes de codas de terremotos locales y regionales registrados en diferentes regiones y con magnitudes diferentes, en un amplio rango de distancias epicentrales, profundidades y frecuencias. En todos los casos el modelo de *scattering* simple ajustó bien a los datos, mostrando que la validez de esa aproximación se extendía más allá de lo establecido por Aki y Chouet (1975). Poco después, Aki (1980a, b) planteó un método para la determinación del factor Q de ondas S directas (Q_d) utilizando las amplitudes de coda para normalizar y las expresiones del SBS para modelar su decaimiento. Sus resultados mostraron una gran similitud entre los valores de Q_c y Q_d llegando a la conclusión de que las codas de terremotos locales en un rango de frecuencias de 1 a 25 Hz, estaban compuestas por ondas S dispersadas por *scattering*.

La definición del inicio y fin de la coda resulta ser otra cuestión de importancia a la hora de interpretar la naturaleza de las ondas así como su grado de dispersión. En el desarrollo teórico de la aproximación al *scattering* simple, Aki y Chouet (1975) expresaron la energía de la onda secundaria en el receptor a un lapso de tiempo $t > 2t_s$. Rautian y Khalturin (1978) recomendaron fijar el inicio de la coda en un lapso de tiempo igual a dos veces el tiempo de propagación de la onda S. En ocasiones esta condición se torna demasiado exigente ya que puede haberse descartado gran parte de la energía de la coda o incluso medir amplitudes

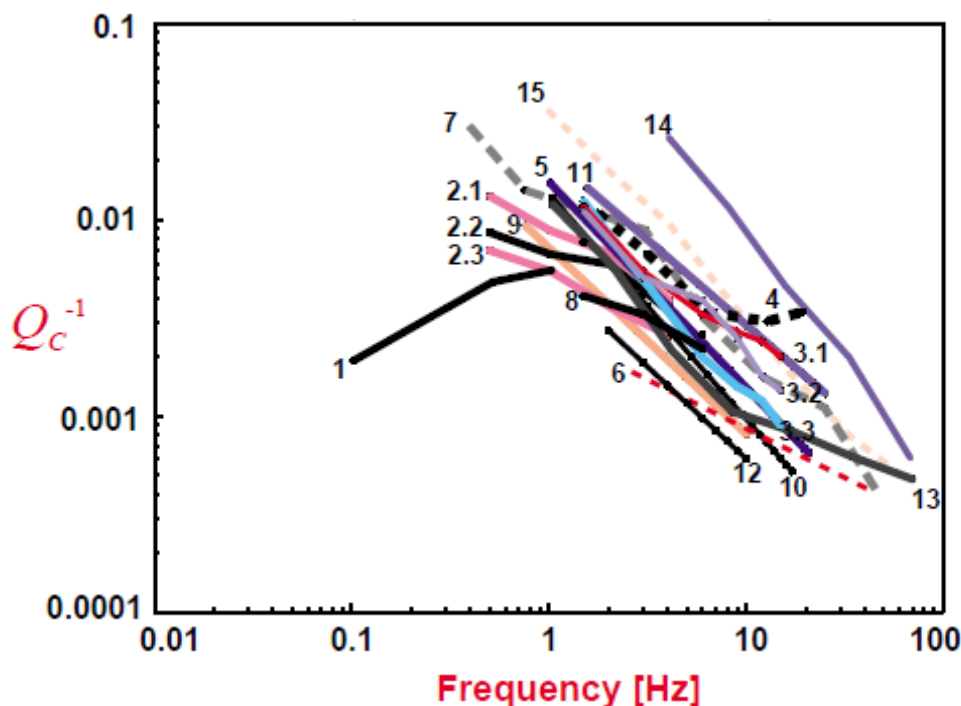


Fig. 2.17. Atenuación de coda Q_c^{-1} en función de la frecuencia para varias regiones: 1, centro y centro-sur de Alaska (Biswas y Aki, 1984); litósferas oceánicas en 2.1, Islandia; 2.2, Galápagos; 2.3, Guam (Jin et al., 1985); 3.1, California central, 3.2, Hawaii, 3.3, Long Valley en California (Mayeda et al., 1992); 4 región volcánica Campi Flegrei, sur de Italia (del Pezzo et al., 1985); 5 Mar Muerto, Asia (Eck, 1988); 6 Garm, Asia central (Rautian y Khalturin, 1978); 7, Indu-Kush, Asia (Roecker et al., 1982); 8, Kanto-Tokai, Japón (Fehler et al., 1992); 9, New England, U.S.A. (Pulli, 1984); 10, sur de Noruega (Kvamme and Havskov, 1989); 11, Petatlan, Guerrero, México (Rodríguez et al., 1983); 12, Carolina del Sur, U.S.A. (Reha, 1984); 13, Nagano occidental, Japón (Kosuga, 1992); 14, corteza superior en Ashio, Japón (Baskoutas and Sato, 1989); 15, corteza superior en Nagano occidental, Japón (Kosuga, 1992). Extractada de Sato y Fehler, 1998.

próximas al ruido de fondo, por lo que el inicio puede ubicarse en un tiempo anterior, tomando la precaución de evitar las ondas directas (Herraiz and Espinosa, 1986; Ibáñez et al, 1993). Ibáñez et al. (1993) observaron que basta con fijar el inicio de la coda luego del instante de máxima amplitud del sismograma donde el decaimiento se torna regular extendiéndose hasta donde la señal se confunde con el ruido de fondo. De este modo la coda constituye en general, más del 60% del sismograma en el rango de frecuencias de 2s hasta 50Hz.

Rautian y Khalturin (1978) fueron los primeros en concluir que un único Q_c no alcanzaba a describir la envolvente de coda completa ya que sistemáticamente cambiaba su forma de decaimiento con el lapso de tiempo. En todos los trabajos citados se ha encontrado que Q_c crece con el lapso de tiempo, por lo que la mayoría de los investigadores han sugerido que la energía que llega hacia el final de la coda ha atravesado regiones con menor atenuación que su predecesora. De este modo se sugería una dependencia de la atenuación con la

profundidad (Del Pezzo et al., 1990). Como ya se ha mencionado en la Sección 2.2.3.2, Novelo-Casanova y Lee (1991) concluyeron, mediante datos sintéticos, que el SBS y el SIS aproximan razonablemente bien las envolventes de coda dando valores casi iguales de Q_c cuando los lapsos de tiempo considerados son los mismos. Ibáñez et al. (1991) observaron que ambos métodos coinciden para distancias epicentrales pequeñas (<70 km), pero si estas aumentan, comienzan a aparecer discrepancias en los resultados. La variación temporal de Q_c fue reportada por Chouet (1979) a lo largo de un año de observación pero no pudo correlacionarlo con la actividad sísmica. Jin y Aki (1986), Guzev y Lemzikov (1985) entre otros, analizando variaciones de codas regionales por períodos de muchos años, detectaron un mínimo de Q_c unos meses antes de la ocurrencia de grandes terremotos. Sin embargo no ha habido nuevos resultados que confirmen esta propiedad.

Tradicionalmente se estima el valor de Q_c mediante un ajuste lineal por cuadrados mínimos a las envolventes de coda, previa transformación logarítmica de la ecuación. Sin embargo Ibáñez (1990) e Ibáñez et al. (1993) puntualizaron que si los datos observados tienen una distribución de errores de tipo *Gaussiana*, la transformación de tipo log-log de la función no lineal que los representa, tendrá una distribución de errores *no-Gaussiana*. Esto viola una de las hipótesis del ajuste por mínimos cuadrados, pudiendo resultar en una distorsión de los resultados. Por otra parte, la linealización logarítmica no resulta ser una buena elección cuando se tiene la misma precisión en la medida de las amplitudes en función de la variable independiente, el tiempo. El logaritmo amplifica la dispersión de las amplitudes cercanas a cero. Este es el caso de la envolvente de coda, donde al aumentar el lapso de tiempo, disminuye la relación señal-ruido y por lo tanto aumenta el error en la estima del logaritmo de la amplitud. Los autores propusieron, entonces, un ajuste por un método no-lineal como puede ser *Gauss-Newton*, donde además puede estimarse el intervalo de confianza de la estima y el coeficiente de correlación que da la bondad del ajuste. De la comparación entre ambos métodos de ajuste, surgió que, el método no lineal aproxima mejor a los datos tanto al inicio como hacia el final de la coda (Ibáñez, 1990, Ibáñez et al., 1993).

Como sugiriera Tsujiura (1978), el valor de Q_c es medido usualmente sobre los sismogramas filtrados a varias frecuencias seleccionadas y con un ancho de banda de una octava. Esto significa que los valores obtenidos de Q_c representan en realidad el factor de calidad promedio en un intervalo de frecuencia. Si bien las expresiones teóricas del método son estrictamente válidas en cada onda monocromática, esto es imposible de considerar en la práctica debido a la pérdida de estabilidad en el filtrado de los datos en bandas muy estrechas. Dado que las longitudes de coda y los rangos de frecuencia varían según los trabajos y

regiones analizadas, han de tomarse las precauciones debidas al momento de comparar resultados, ya que las dependencias observadas resultan estar fuertemente relacionadas con los parámetros de la determinación (Del Pezzo et al., 1990, Ibáñez, 1990).

En el tratamiento del *scattering* (Sección 2.1.2) se vio que el factor de calidad se relaciona con la distribución y dimensiones de las heterogeneidades y debido a eso muestra una dependencia con la frecuencia. Q_c^{-1} toma valores del orden de 10^{-2} para 1 Hz y decrece a 10^{-3} para frecuencias cercanas a 20 Hz. Q_c^{-1} es generalmente mayor en regiones volcánicas y en la corteza superior. Los ajustes realizados de Q_c en todas las regiones (Fig. 2.17) muestran una dependencia con la frecuencia que puede expresarse a través de la relación (2.21). Es común hallarla expresada de la forma

$$Q_c = Q_{0c} f^n \quad (2.69)$$

a pesar de ser dimensionalmente incorrecta, donde Q_{0c} es el valor de Q_c evaluado a la frecuencia $f_0 = 1$ Hz, n es el exponente que define la dependencia con f . Esta expresión es válida para $f > 1$ Hz, ya que para frecuencias menores se han encontrado valores de Q_c casi constantes. Los valores de n ajustados se encuentran entre 0.5 y 1 en la mayoría de los casos estudiados (Sato y Fehler, 1998). La comparación de los valores de Q_{0c} obtenidos para diferentes regiones ha permitido ver claramente que Q_{0c} es mayor en áreas tectónicamente estables y menor en áreas activas.

En algunas regiones, contando con datos de varias estaciones correspondientes a eventos bien distribuidos, se han observado variaciones laterales y en profundidad de la atenuación de ondas coda. Pueden encontrarse en la bibliografía criterios muy diferentes entre sí para la regionalización de los valores de Q_{0c} estimados. Sin embargo, debe quedar claro que las ondas coda han sufrido *scattering* y no provienen directamente de la fuente sismogénica sino que han barrido un área más amplia que la que se encuentra entre el hipocentro y la estación. Una manera sencilla de establecer una relación entre las coordenadas de un mapa y los valores de Q_{0c} consiste en realizar un promedio de los valores obtenidos para cada estación dentro de un cierto radio de distancia epicentral. Otra forma consiste en asignar los valores obtenidos de Q_{0c} al punto medio de la trayectoria. Una tercera regionalización se funda en el modelo de *scattering* simple de Aki (1969) y ha sido aplicada por ejemplo por Pulli (1984) y Havskov et al. (1989). En ella se supone que las ondas coda que llegan a una estación en un cierto intervalo de tiempo, han sido afectadas por las heterogeneidades que se encuentran en un volumen encerrado en el elipsoide con focos en el hipocentro y la estación y semieje mayor $vt/2$, permitiendo además estimar la profundidad

máxima a la que se asigna cada valor de Q_c .

Los métodos basados en el *scattering* múltiple han sido utilizados pero no en la misma proporción que los de *scattering* simple, al menos hasta hace un par de décadas cuando la mayor velocidad de cálculo de curvas teóricas agilizó su implementación. Frankel y Wennerberg (1987) probaron el método de FE en California; Wu y Aki (1988) aplicaron el método de TR para determinar la atenuación en la región del Hindu-Kush; Matsunami y Nakamura (2004) estimaron la atenuación en el sudoeste de Japón empleando el método híbrido de SDZ de Zeng (1991). Wegler (2004) propuso condiciones de contorno para la ecuación de difusión consiguiendo una teoría más simple que las existentes hasta ese momento y que resulta de utilidad especialmente en volcanes. Dada la alta heterogeneidad que caracteriza a los terrenos en zonas volcánicas, el modelo de difusión resulta en un buen ajuste del decaimiento de las ondas coda generadas en ellos (Wegler, 2004; McNutt, 2005; Yoshimoto et al., 2006; Del Pezzo, 2008). Los métodos que consideran el *scattering* múltiple han sido una importante contribución al entendimiento de los procesos que ocasionan la atenuación y han dado origen a nuevas técnicas que permiten separar sus efectos.

2.3 ATENUACIÓN DE ONDAS DIRECTAS

2.3.1 ALGUNAS PROPIEDADES DE LA ATENUACIÓN DE ONDAS DIRECTAS

Como se ha visto en la Sección 2.1 a medida que un pulso viaja a través de un medio heterogéneo o anelástico pierde energía que puede ser transferida hacia otras partes del campo de onda por *scattering* o hacia el medio en forma de calor por anelasticidad (Wennerberg y Frankel, 1989).

Las primeras observaciones de la atenuación de ondas superficiales se atribuyen a Ewing y Press (1954) cuando analizaban las ondas Rayleigh del terremoto de Kamchatka en el manto. Brune (1962) demostró que debía usarse la velocidad de grupo para la determinación del factor Q lo que fue corroborado por Bloch, Hales y Landisman (1969) quienes comprobaron que las velocidades de grupo eran más sensibles que la velocidad de fase a los pequeños cambios en los parámetros físicos del medio.

Knopoff (1962) no dudó en que la pérdida de energía de las ondas sísmicas en el interior terrestre se debía a la atenuación intrínseca y analizando datos de ondas internas, ondas superficiales y oscilaciones libres encontró que el manto superior tenía mayor atenuación que

el manto inferior.

Los valores de Q de ondas internas (Q_P correspondiente a ondas P y Q_S para ondas S) en el interior terrestre pueden expresarse en función de los factores Q_μ y Q_K que se relacionan a su vez, con los módulos de rigidez (μ) y compresibilidad (K) en medios anelásticos (Udías Vallina, 1999)

$$\frac{1}{Q_S} = \frac{1}{Q_\mu} \quad (2.70)$$

$$\frac{1}{Q_P} = \frac{4}{3} \left(\frac{v_S}{v_P} \right)^2 \frac{1}{Q_\mu} + \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{v_S}{v_P} \right)^2 \right] \frac{1}{Q_K}$$

Es común suponer que no hay disipación de energía en los procesos compresivos y por eso $Q_K \approx \infty$. En un sólido de Poisson esto significaría que $Q_P = 9/4 Q_S$.

A partir de las observaciones de la atenuación de ondas internas telesísmicas, ondas superficiales y oscilaciones libres del planeta y con un modelo de simetría radial, se construyeron los primeros modelos de Q para toda la Tierra (Anderson et al., 1965, Anderson y Hart, 1978) que se denominaron MM8 y SL8. En estos modelos se planteaba una velocidad que era independiente de la atenuación y mantenía su distribución constante. En la actualidad, se utilizan inversiones simultáneas de atenuación y de velocidad mediante técnicas tomográficas (por ej.: Roth et al., 1999, Romanowicz, 2003). El modelo SL8, se caracteriza por valores de Q_S entre 200 y 500 para la litósfera, valores más bajos, cercanos a 110, en el manto superior y un manto inferior con valores de Q_S que crecen desde 50 hasta 500 con la profundidad. Q_S es nulo en el núcleo externo y creciente en el núcleo interno (400-800). Q_K se considera tendiendo a infinito en el manto pero igual a Q_μ en el núcleo interno. La atenuación en el interior terrestre se asocia principalmente a la disipación de energía en las ondas de corte. La atenuación de los modos normales de la Tierra ha mostrado que Q_K no es realmente infinito. En los modelos globales basta con suponer un Q dependiente con la profundidad y constante con la frecuencia. En cambio, esta suposición no es válida en el análisis de ondas internas de corto período.

En la litósfera, se han elaborado modelos promedio de Q que indican una atenuación alta en corteza ($Q \approx 160$), una atenuación moderada en la litósfera inferior ($Q \approx 500$) y una mayor atenuación en la capa de baja velocidad que limita la litósfera ($Q \approx 125$). Los valores en corteza pueden mostrar fuertes variaciones laterales dependiendo del grado de heterogeneidad ($120 < Q < 600$) (Udías Vallina, 1999). En zonas volcánicas los valores de Q

pueden ser aún mucho más bajos ($12 < Q < 46$) (Martínez Arévalo, 2005) lo que puede asociarse tanto a la heterogeneidad de la estructura volcánica como a la presencia de altas temperaturas y contenido de fluidos (por fusión o inserción de agua en el sistema).

En un pulso, la atenuación se manifiesta a través de una disminución de amplitud y un ensanchamiento de la forma de onda por la desigual absorción entre altas y bajas frecuencias. En un sismograma puede verse un aumento de la duración de la envolvente del sismograma con la distancia. (Sección 1.1). Comparando sismogramas de terremotos de magnitud local menor que 5 (con una duración de la fuente menor que 1 s), Sato (1989) observó que la duración del primer paquete de ondas S era mayor y aumentaba con la distancia. Las envolventes de sismogramas filtrados a diferentes frecuencias, mostraban un retraso entre los tiempos de arribo de la máxima amplitud y su mitad que aumentaba con la distancia. Esta variación, indicaba, no podía ser efecto de la fuente, pero tampoco podía ser efecto de sitio en la estación dado que el emplazamiento era en roca firme.

Utilizando características como el retraso de las ondas en medios con atenuación, la pérdida de contenido en frecuencia, la disminución de amplitudes con la distancia o el tiempo, se han desarrollado numerosos métodos de determinación de la atenuación sobre ondas P, S y superficiales. Las redes globales de estaciones sismológicas facilitaron las observaciones de las ondas superficiales en su propagación, lo que dio lugar al desarrollo de métodos de determinación de la atenuación en las capas más superficiales de la estructura terrestre, entre ellos los métodos con datos de una o dos estaciones (Ben-Menahem, 1965, Tsai y Aki, 1969). Los métodos basados en la observación del decaimiento espectral de las ondas se popularizaron y diversificaron con el inicio de la registración digital. Estos métodos pueden implementarse con datos de una única estación, analizando las amplitudes en función de la frecuencia para varios terremotos o bien para al menos dos estaciones en la misma región y el mismo terremoto.

Otras medidas se basan en la observación de cambios en la amplitud de la onda directa con la distancia utilizando datos de una única estación, como es el método de Normalización de la Coda (Aki, 1980a) inspirado en mediciones hechas por Aki y Chouet (1975) sobre ondas P y por Rautian y Khalturin (1978) para ondas S. A partir de sus resultados acerca de la atenuación de ondas S y coda y sustentado en las observaciones de Tsujiura (1978) sobre determinaciones de efecto de sitio realizadas con ondas P, S y coda, el método de la Normalización de la Coda llevó a Aki (1980a) a concluir que las ondas coda estaban compuestas por ondas S dispersadas y sin cambio de naturaleza. Este método resulta ser de

gran utilidad para la corrección de la anisotropía de la radiación en la fuente y los efectos de la propagación sobre las señales registradas cuando se pretende determinar el tamaño de un terremoto a través del espectro de radiación (Aki, 1967, Brune, 1970) y también para la eliminación del patrón de radiación y el efecto de sitio en los métodos de separación de la atenuación intrínseca y de *scattering* (Gao, 1984, Hoshiya et al., 1991).

Las investigaciones hechas en el campo de la acústica con la propagación de ondas de alta frecuencia en diferentes materiales (Ricker, 1953, Knopoff, 1964) fueron extrapoladas a las frecuencias sísmológicas para mejorar los criterios de lectura de tiempos de llegada de las ondas y a su vez permitieron medir su atenuación (Gladwin y Stacey, 1974b).

2.3.2 MÉTODOS DE DETERMINACIÓN DE Q EN ONDAS DIRECTAS

En los siguientes párrafos se repasarán los fundamentos y las expresiones de algunos de los métodos más utilizados en la bibliografía para determinar la atenuación de las ondas directas en sismogramas locales y/o regionales y que serán aplicados en este trabajo. Existen sin duda otras técnicas que podrían aplicarse pero de acuerdo a la distribución de sismicidad y de estaciones y a fin de comparar con resultados obtenidos en otras regiones se ha hecho esta selección. En primer lugar se presenta el Método del Ancho del Primer Pulso de P (Gladwin y Stacey, 1974b) que observa cómo disminuye la pendiente del primer pulso del desplazamiento con la distancia (una onda impulsiva se vuelve emergente) y lo relaciona con la atenuación. Los Métodos Espectrales que analizan el decaimiento del espectro de amplitud del desplazamiento en una estación, son representados en este trabajo por un par de adaptaciones del método de Tsujiura (1966). El Método de las Dobles Razones Espectrales (Chun et al., 1987) es una modificación del Método de las Dos Estaciones (Tsai y Aki, 1969) y permite estudiar la atenuación de ondas superficiales o internas sin necesidad de conocer patrones de radiación, efectos de sitio ni respuestas instrumentales. El Método de Normalización de la Coda (Aki, 1980a) permite estimar la atenuación de las ondas directas con datos de una estación, eliminando los efectos del patrón de radiación, la respuesta instrumental y el efecto de sitio mediante la normalización por el espectro de potencia de la coda previamente calculado y efectuando promedios en distancia y azimut. Para finalizar se resumen algunos de los resultados obtenidos en distintas regiones del planeta.

2.3.2.1 MÉTODO DEL ENSANCHAMIENTO DEL PRIMER PULSO DE P (APP)

Ricker (1953) se planteó dos preguntas: “¿Cuál es la forma de una perturbación sísmica

que parte de la explosión de una carga de dinamita en la tierra y cuáles son las leyes de la propagación de dicha perturbación? A partir de la ecuación de onda de Stokes para un sólido de Kelvin-Voigt observó que la densidad y la viscosidad afectaban la forma de la onda y determinaban su propagación. Las funciones halladas por Ricker (1953) corresponden al comportamiento de la tierra cuando el desplazamiento en la fuente es impulsivo y describen la manera en que varía su forma, ancho y amplitud con la distancia recorrida desde la fuente.

Knopoff (1964) resumió las mediciones experimentales de atenuación realizadas en diferentes tipos de medios concluyendo que para una variedad de fluidos se observaba una dependencia de la atenuación con la frecuencia del tipo $Q^{-1}(\omega) \propto \omega$, mientras que en los sólidos la atenuación resultaba prácticamente constante en el intervalo de frecuencias observadas, $Q^{-1}(\omega) \propto cte$. A partir de la suposición de un Q constante con la frecuencia se desarrollaron varios métodos para su determinación.

Mediciones precisas hechas in situ sobre pulsos de ondas de presión propagándose en rocas (Gladwin y Stacey, 1974a) mostraron que además de la atenuación de la amplitud del desplazamiento con la distancia, se producía un alargamiento temporal del pulso que causaba ambigüedad en la lectura del tiempo de llegada del mismo. En particular, observaron que el tiempo de subida (o en inglés *rise time*) crecía linealmente con la distancia de propagación. A partir de la tangente al pulso en el punto de mayor pendiente, definieron el tiempo de subida, τ , como el intervalo entre su extrapolación al cruce por cero y a la máxima amplitud del pulso. Estas observaciones eran útiles en la detección automática de eventos ya que permitían definir los criterios de selección de los niveles de disparo. Sin embargo, debía comprobarse la veracidad de la relación para el caso de medios atenuados antes de generalizarla. Gladwin y Stacey (1974b) ampliaron el número de mediciones incorporando medios atenuados y comparándolas con modelos teóricos de propagación de pulsos como los de Ricker (1953), Azimi et al. (1968) y otros. Sus mediciones fueron hechas a menos de 10m de distancia de la fuente y con tiempos de elevación menores que 60 μ s. Las mediciones confirmaron una relación lineal entre el tiempo de subida del primer pulso de una onda de presión y su tiempo de propagación, t_p . Intuitivamente, resulta lógico pensar que a menor Q el pulso se deformará más rápidamente en la propagación debido a la mayor absorción de energía. Para cuantificar esta relación entre el tiempo de viaje, el tiempo de subida y la atenuación, los autores determinaron los valores de Q mediante el método de la razón espectral simple (Sección 2.3.2.4). La posibilidad de que τ aumentara en función de las variaciones de Q fue descartada dado que Q variaba poco en los medios observados. Planteando una variación con el tiempo

de viaje observaron una dependencia de la forma

$$\tau = \tau_0 + \frac{C}{Q} t_p \quad (2.71)$$

donde τ es el tiempo de subida en el registro, τ_0 es su equivalente en la fuente, t_p es el tiempo de viaje de la onda y C es una constante cuyo valor experimental resultó igual a 0.53 ± 0.04 . Como el efecto de la atenuación es lineal, se aplica a cualquier elemento del camino sísmico y por lo tanto se puede generalizar para un medio con atenuación variable y velocidad variable (Stacey et al., 1975)

$$\tau = \tau_0 + C \int_{\text{rayo}} \frac{ds}{vQ} = \tau_0 + C \int_{\text{rayo}} \frac{dt}{Q} \quad (2.72)$$

donde ds es un elemento de la trayectoria, v es la velocidad de propagación, $dt = ds/v$ y Q es el factor de calidad de la onda que se asume independiente de la frecuencia.

Al reunir las mediciones de τ_0 efectuadas en diferentes estaciones, debe asegurarse que el contenido en frecuencia del pulso no dependa de las condiciones de registro. El conocimiento de la sensibilidad del instrumento no es de importancia ya que se miden tiempos y no amplitudes. Por esta razón este método requiere como mínimo los mismos anchos de banda instrumental en las estaciones usadas y la independencia acimutal del patrón de radiación de la fuente. La ventaja del método del ancho del pulso es que sólo necesita una pequeña porción inicial de la señal evitando la contaminación por ondas secundarias pero de una longitud suficiente tal que pueda suponerse representado todo su espectro. Entre las limitaciones se cuentan la necesidad de registros con primeros pulsos muy claros que permitan estimar el tiempo de subida y el requisito de mecanismos de fuente similares para todos los eventos considerados.

Comparando con los modelos teóricos de propagación de pulsos, Gladwin y Stacey (1974b) observaron que el modelo de Azimi et al. (1968) era el que mejor ajustaba a sus observaciones. Azimi et al. (1968) consideraban medios con Q y v independientes de la frecuencia. El modelo de Ricker (1953) quedaba descartado por dos motivos, en primer lugar, su relación entre el ancho del pulso y el tiempo de propagación, dada por $\tau \propto t^{1/2}$, no ajustaba a las observaciones y en segundo lugar, resultaba ilógico aceptar que la atenuación aceleraba la propagación de una parte del pulso como su desarrollo proponía. Gladwin y Stacey (1974b) analizaron también la validez de modelos no dispersivos, con Q independiente de la frecuencia y donde vale el principio de superposición lineal de los efectos de la atenuación

sobre los armónicos que conforman un pulso. Estos modelos resultan en un ensanchamiento del pulso y en una aceleración de parte del mismo de modo que llega a la estación en un tiempo menor que el tiempo de propagación correspondiente a medios elásticos. Esta violación de la causalidad se evita introduciendo cierta dispersión y una dependencia débil de Q con la frecuencia. Las ecuaciones de Kramers-Kronig permiten reconstruir la atenuación a partir del comportamiento dispersivo y viceversa ya que ambas cantidades están relacionadas por un par de transformadas de Hilbert. A tal fin es suficiente derivar las relaciones de Kramers-Kronig para el número de onda complejo de la respuesta de onda plana (Sato et al., 2009).

El valor de la constante C fue determinado teórica y experimentalmente por diversos autores. Kjartansson (1979) retomaría la idea del Q constante pero incorporando la dispersión y concluyendo que la relación (2.71) es válida para registros en desplazamiento, velocidad y aceleración pero con valores de $C = 0.485, 0.298, 0.217$ respectivamente. Blair y Spathis (1982) aplicando el modelo de Kjartansson observaron que la constante C debía ser dependiente de la fuente y que su discrepancia con Gladwin y Stacey (1974) se basaba en las extremadamente cortas distancias usadas por estos autores así como la falta de consideración de los errores de medición. Para asegurar la validez del modelo es conveniente seleccionar eventos correspondientes a fuentes con mecanismos idénticos para asegurar un único τ_0 .

Wu y Lees (1996) sostuvieron, mediante un detallado modelado numérico, que podían utilizar un valor de $C = 0.5$ al tratar con registros en velocidad de microsismos cuyas fuentes se suponían desplazamiento impulsivos. Su análisis se basó en que las fuentes sísmicas suelen modelarse como un escalón de dislocación en la falla. En el campo lejano, el desplazamiento es entonces proporcional a la velocidad de partículas en el plano de falla. De este modo, puede decirse que un escalón de desplazamiento en la fuente producirá un desplazamiento impulsivo en la estación. Si no se conoce con certeza el valor de C que mejor se adapta a la fuente considerada, puede hacerse la inversión de (2.71) para Q/C . El valor promedio de Q/C puede determinarse a través de un ajuste por mínimos cuadrados al ancho del pulso en función del tiempo de propagación. En el caso de una tierra heterogénea, Wu y Lees (1996) plantearon diferentes aproximaciones para el ajuste. Partiendo de un valor promedio del factor de calidad igual a Q_0 , pueden representarse los apartamientos respecto del mismo como ΔQ de modo que $Q = Q_0 + \Delta Q$, entonces

$$\tau = \tau_0 + \frac{Ct}{Q_0} - \frac{C}{Q_0^2} \int_{\text{rayo}} \Delta Q \cdot dt \quad (2.73)$$

de otro modo, puede usarse la (2.72) para invertir Q y τ_0 , o bien Q_0 / C para luego estimar τ_0

$$\tau - \tau_0 = C \int_{\text{rayo}} \frac{1}{Qv} ds \quad (2.74)$$

Existen diferentes definiciones de lo que se entiende como τ , además de la propuesta originalmente por Gladwin y Stacey (1974). Sin embargo no se han observado variaciones en los valores de Q estimados de acuerdo a la definición adoptada. Si la relación señal-ruido es baja o el ancho de banda es estrecho, el inicio del pulso puede ser difícil de determinar y se introducirá un error importante, sobre todo si los pulsos son cortos. Wu y Lees (1996) definieron el tiempo de subida como el cociente entre la máxima amplitud alcanzada y la máxima pendiente del primer cuarto de ciclo del pulso registrado en desplazamiento. El tiempo de subida en desplazamiento es aproximadamente igual al ancho del medio pulso medido en velocidad, ya que lo que tarda el desplazamiento en alcanzar su máxima amplitud es lo que tarda la velocidad en anularse luego de haber pasado por un máximo. Así, mientras para registros en desplazamiento debe usarse el tiempo entre el arribo y el primer máximo; para registros en velocidad, se usará el tiempo entre el arribo y el primer cruce por cero y para registros en aceleración, el tiempo entre el arribo y el segundo cruce por cero. De este modo Wu y Lees (1996) definieron el ancho del pulso en sismogramas en velocidad como el tiempo que se extiende entre la intersección de la extrapolación de la máxima pendiente de elevación del pulso con la línea base y el primer cruce por cero de la señal (Fig. 2.18).

Jongmans (1991) analizó numéricamente la evolución del pulso en las cercanías de la

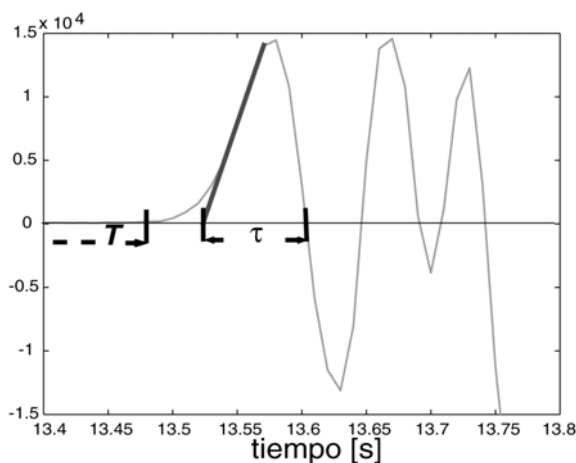


Fig. 2.18. Definición del ancho del pulso en un registro en velocidad según Wu y Lees (1996). T es el tiempo de arribo de la onda y τ es el ancho del pulso (ver texto para mayor explicación)

fuente para estimar las limitaciones del método. Supuso una fuente en un medio infinito y en un semiespacio en ambos casos con Q constante. Observó que la forma del pulso cambia cerca de la fuente independientemente de la atenuación del medio y que el tiempo de subida varía con la profundidad de la fuente debido al campo cercano y a la generación de ondas Rayleigh. De esta manera estimó las distancias hipocentrales donde la forma del pulso es controlada principalmente por el

campo de desplazamiento cercano y/o el inicio de ondas superficiales, recomendando el uso del método del ancho del pulso para distancias mayores que 1.2 veces las longitudes de onda analizadas.

2.3.2.2 MÉTODO ESPECTRAL (ME)

Bajo la misma denominación de Método Espectral, pueden hallarse en la bibliografía diversas técnicas para calcular el valor del factor de atenuación (Tsujiura, 1966, Joyner and Boore, 1981, Cormier, 1982, Anderson and Hough, 1984, Rietbrock, 2001, Havskov, 2005, Giampiccolo et al., 2007, Mancilla et al., 2008 entre otros). Los métodos espectrales se basan en la observación de la forma característica que tiene el espectro de amplitud del desplazamiento producido por las ondas sísmicas. La interpretación de los espectros de los sismogramas depende en cierta manera del modelo de la fuente (Stein y Wysession, 2003) (Sección 1.2).

Si el medio donde se propagan las ondas es elástico, isótropo y homogéneo, la señal que llega a la estación conservará intacta la firma de la fuente, viéndose afectada únicamente por la expansión geométrica. Ya en la estación deberá considerarse el efecto de sitio y la respuesta instrumental. Si bien ambos pueden estimarse o bien eliminarse mediante cocientes espectrales, es importante tener en cuenta que la banda de paso de la estación debe ser lo suficientemente ancha como para no perder componentes espectrales debido a las limitaciones instrumentales. Asumiendo un medio heterogéneo y anelástico, debe tenerse en cuenta además el efecto de la atenuación con la distancia. El espectro de amplitud del desplazamiento de las ondas directas registradas en una estación puede expresarse mediante

$$A(\omega, r) = R(\theta, \phi)S(\omega)G(\omega, \theta, \phi)I(\omega)r^{-1}e^{-\frac{\omega r}{2Qv}} \quad (2.75)$$

donde $r = vt$ es la distancia hipocentral, ω y v son respectivamente la frecuencia angular y la velocidad promedio de las ondas S, (θ, ϕ) son las coordenadas del punto de observación, $R(\theta, \phi)$ representa la dependencia del patrón de radiación con la dirección de propagación, $S(\omega)$ es la función fuente, $G(\omega, \theta, \phi)$ es el efecto de sitio en la estación, $I(\omega)$ es la respuesta de instrumento, r^{-1} aproxima el efecto de la expansión geométrica por tratarse de ondas de cuerpo y Q es el factor de calidad que se asigna a la trayectoria de la onda. Una vez corregida la señal por el efecto de sitio, la respuesta instrumental y la expansión geométrica, la expresión de la amplitud del desplazamiento en función del tiempo de viaje y la frecuencia tiene la forma

$$A(\omega, t) = R(\theta, \phi)S(\omega)e^{-\frac{\omega t}{2Q}} \quad (2.76)$$

Aplicando logaritmos naturales en ambos miembros de (2.76) queda

$$\ln(A(\omega, t)) = \ln(R(\theta, \phi)S(\omega)) - \frac{\omega t}{2Q} \quad (2.77)$$

En la Sección 1.2 se ha visto que en un gráfico bi-logarítmico, la función fuente puede aproximarse en el campo lejano por una función con amplitud constante para $\omega < \omega_c$ y una pendiente ω^{-2} para $\omega > \omega_c$. Reemplazando $f = (\omega/2\pi)$, esto significa que para $f < f_c$ y en ausencia de atenuación, la amplitud espectral debería ser constante (Fig. 2.19). Por otra parte, en un medio con atenuación, el logaritmo natural del espectro de amplitud del desplazamiento varía con la frecuencia proporcionalmente a $-t/(2Q)$ aún para $f < f_c$. Este decaimiento observado en los espectros de desplazamiento permite estimar un factor de calidad independiente de la frecuencia trabajando por debajo de la frecuencia de corte.

Para frecuencias mayores que la frecuencia de corte debe tenerse en cuenta el decaimiento de la función fuente, por lo que debe asumirse un modelo que la represente. Si se asume el modelo de fuente circular de Brune (1970), el espectro de desplazamiento en la fuente de la onda S se expresa mediante

$$S(f) = \frac{A_0}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \quad (2.78)$$

donde A_0 es una constante proporcional al momento sísmico y f_c es la frecuencia de corte. La consideración de la función fuente permite determinar los parámetros de la fuente a partir del espectro de amplitud del desplazamiento corregido del efecto de la atenuación (Fig. 2.19) o bien modelar ambos efectos simultáneamente por métodos numéricos. El factor de calidad puede determinarse como un valor medio constante para todas las frecuencias o admitiendo su posible dependencia con ellas. En este trabajo se ha elegido ajustar el factor de calidad en cada frecuencia empleando el método de Tsujiura (1966) a través de cocientes de amplitudes espectrales sobre cada sismograma. Se explican a continuación la adaptación de Giampiccolo et al. (2007) al método de Tsujiura (1966) y una nueva adaptación de la misma propuesta en esta tesis.

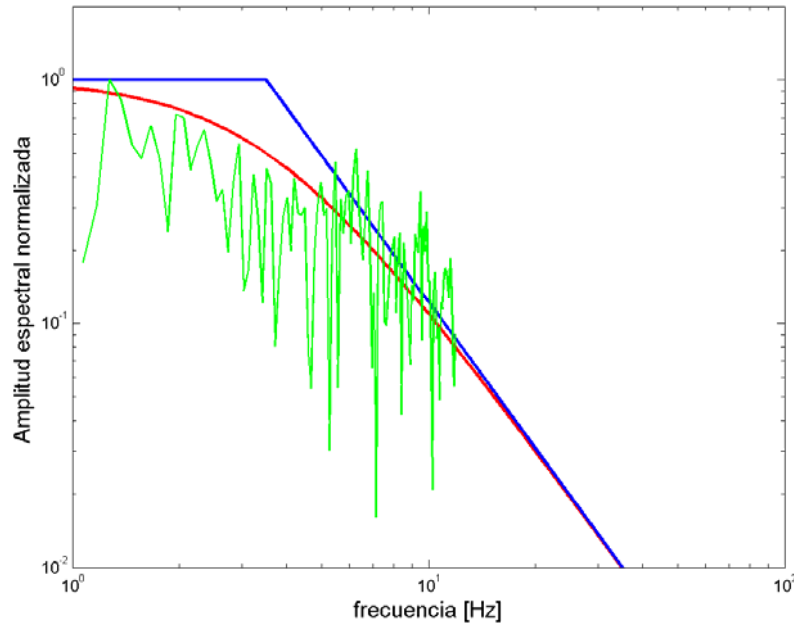


Fig. 2.19.- Aproximaciones teóricas al espectro de amplitud registrado (verde) en función de $f = \omega/(2\pi)$. Se muestran la función fuente teórica con amplitud constante para frecuencias menores que la de corte, f_c y pendiente f^2 para $f > f_c$ (azul) y el modelo de fuente de Brune (1970) (rojo). El decaimiento de la amplitud espectral para $f < f_c$ muestra el efecto de la atenuación.

Sea la expresión

$$A_k(f_i, r_j) = R_k(\theta, \phi) S_k(f_i) G_j(f_i, \theta, \phi) I_j(f_i) r_j^{-1} e^{-\frac{\pi f_i t_j}{Q_i}} \quad (2.79)$$

que representa la amplitud del espectro de desplazamiento de las ondas internas (P o S) del k -ésimo terremoto registradas en una estación a una distancia r_j luego de un tiempo de viaje $t_j = r_j/v$ y a una frecuencia f_i . La amplitud espectral de las mismas ondas a una frecuencia de referencia f_1 , distinta de f_i , es

$$A_k(f_1, r_j) = R_k(\theta, \phi) S_k(f_1) G_j(f_1, \theta, \phi) I_j(f_1) r_j^{-1} e^{-\frac{\pi f_1 t_j}{Q_1}} \quad (2.80)$$

donde se ha supuesto que los factores de calidad Q_i y Q_1 no son necesariamente iguales. Haciendo el cociente entre (2.79) y (2.80) se eliminan el patrón de radiación y el efecto de la expansión geométrica que sólo dependen de la ubicación de la estación respecto de la fuente. Tomando logaritmos naturales se llega a

$$\ln \frac{A_k(f_i, r_j)}{A_k(f_1, r_j)} = \ln \frac{S_k(f_i)}{S_k(f_1)} + \ln \frac{G_j(f_i, \theta, \phi)}{G_j(f_1, \theta, \phi)} - \pi \left(\frac{f_i}{Q_i} - \frac{f_1}{Q_1} \right) t_j \quad (2.81)$$

donde $S_k(f_i)/S_k(f_1)$ varía con la fuente analizada y $G_j(f_i, \theta, \phi)/G_j(f_1, \theta, \phi)$ depende de la

estación y de la dirección de propagación de las ondas, pero ambos cocientes son independientes del tiempo de viaje. El cociente $S_k(f_i)/S_k(f_1)$ puede considerarse independiente de la fuente si se admite que los eventos empleados tienen funciones fuente similares. Para ello se debe restringir la zona sismogénica y el intervalo de magnitudes considerados y seleccionar aquellos espectros de desplazamiento que presenten menos dispersión en su forma. A fin de admitir que $G_j(f_i, \theta, \phi)/G_j(f_1, \theta, \phi)$ es independiente de la dirección de propagación, puede hacerse el promedio de la expresión (2.81) para eventos distribuidos alrededor de la estación eliminando la dependencia azimutal del efecto de sitio. Una vez efectuado el promedio de la (2.81) sobre todos los r_j disponibles para la estación k , se obtendrá una distribución de amplitudes en función del tiempo y para cada par de frecuencias (f_i, f_1) , de la forma

$$\left\langle \ln \frac{A_k(f_i, r_j)}{A_k(f_1, r_j)} \right\rangle = a - \pi \left(\frac{f_i}{Q_i} - \frac{f_1}{Q_1} \right) t_j \quad (2.82)$$

que representa una recta con pendiente

$$m_i = -\pi(f_i/Q_i - f_1/Q_1) \quad i = 2, n \quad (2.83)$$

La ordenada al origen, a , puede considerarse constante al hacer el promedio sobre todos los eventos con función fuente similar y distribuidos azimutalmente en forma homogénea. El valor de la pendiente puede obtenerse mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados.

Seleccionando un conjunto de frecuencias f_i con $i = 2, 3, \dots, n$, en un intervalo que depende del ancho de banda y de la frecuencia de muestreo en cada estación y evaluando la (2.82) para cada par de frecuencias f_i, f_1 , se obtienen las pendientes $m_i(Q_i, Q_1)$ que forman un sistema de $n-1$ ecuaciones con n incógnitas, por lo que se deberá incorporar al menos una condición sobre una de ellas.

En este paso es donde divergen las dos adaptaciones presentadas:

- 1) En esta aproximación el factor de calidad se considera constante en cada intervalo $[f_1, f_i]$ (Giampiccolo et al., 2007). A esta aproximación se la llamará ME_L.
- 2) En este caso, se supone que el factor de calidad tiene una dependencia no lineal con la frecuencia del tipo de (2.21). A esta aproximación se la llamará ME_NL.

En el caso 1) suponiendo $Q_i = Q_1$, el sistema de ecuaciones representado por la (2.83) se reduce a $n-1$ ecuaciones con 1 incógnita cada una

$$m_i = -\pi(f_i/Q_i - f_1/Q_1) \quad i = 2, n \quad (2.84)$$

que se resuelven despejando en forma individual cada valor de Q_i

$$Q_i = -\frac{\pi(f_i - f_1)}{m_i} \quad (2.85)$$

Una vez estimados los factores de calidad en cada intervalo de frecuencia, los diferentes valores obtenidos permiten observar una variación del factor de calidad con la frecuencia a la que se ajusta una función $Q(f)$ dada por la relación (2.21).

En la segunda adaptación, la condición adicional impuesta sobre los valores del factor de calidad consiste en admitir, desde un principio, una relación $Q(f)$ del tipo de la (2.21). Haciendo la aproximación $Q_i = Q_0(f_i/f_0)^\alpha$ y $Q_1 = Q_0(f_1/f_0)^\alpha$ el sistema de ecuaciones (2.83) queda de la forma

$$m_i = -\pi Q_0^{-1} f_0^\alpha (f_i^{(1-\alpha)} - f_1^{(1-\alpha)}) \quad i = 2, n \quad (2.86)$$

que representa un sistema de $n-1$ ecuaciones no lineales con 2 incógnitas, (Q_0, α) . Generando la función

$$F(Q_0, \alpha) = \sum_{i=2}^{n-1} \left\{ m_i / \pi - Q_0^{-1} [f_1^{(1-\alpha)} - f_i^{(1-\alpha)}] \right\}^2 \quad (2.87)$$

donde se ha supuesto $f_0 = 1$ Hz, la solución (Q_0, α) que minimiza la función $F(Q_0, \alpha)$ puede hallarse por métodos iterativos tipo *gradiente* (Gauss Newton) o tipo *búsqueda* (Búsqueda Aleatoria).

Una vez conocida la relación $Q(f)$ para cada estación, pueden corregirse los espectros de desplazamiento por atenuación y expansión geométrica para luego proceder al ajuste de la función fuente y estimar los parámetros de la misma.

Tanto en el ME_L como en el ME_NL ha debido asumirse una variación de Q con la frecuencia. El ME_NL emplea una dependencia con la frecuencia (2.21) que ha sido observada en la gran mayoría de los análisis de atenuación sobre datos reales. El ME_L presupone, en cambio, una constancia de Q en intervalos de frecuencia que varían su ancho a lo largo de la banda de paso de la estación ($[f_1-f_2]$, $[f_1-f_3]$, $[f_1-f_4]$, ..., $[f_1-f_n]$) para finalmente ajustar una dependencia de Q con la frecuencia. En cada frecuencia f_i el ME_L estima un valor promedio de Q entre f_l y f_i . Como se ha probado que Q crece con la frecuencia, se supone que el ME_L subestimaré los valores de Q para las frecuencias más altas.

2.3.2.3 MÉTODOS DE LA SIMPLE y DOBLE RAZÓN ESPECTRAL (SRE y DRE)

Los métodos SRE y DRE fueron diseñados originalmente para el análisis de ondas superficiales confinadas en corteza, conocidas como *Lg* que son características de los sismogramas regionales de corto período en zonas continentales. Las ondas *Lg* se observan a distancias epicentrales que varían desde 150km o 500km (según las observaciones realizadas por diversos autores como por ejemplo Chun et al., 1987 y Kulháněk, 2002) hasta varios miles de kilómetros. Se han modelado como ondas reflejadas múltiples veces en la corteza cuyo registro presenta una duración que depende de la estratificación de la corteza inferior (Campillo y Paul, 1992). Dainty y Toksöz (1990) observaron que la primera porción de las ondas *Lg* está compuesta por ondas que han sufrido *scattering* hacia adelante, mientras que el final se conforma de ondas afectadas por *scattering* omnidireccional. Según indican Sato y Fehler (1998) esta última característica requiere un modelo con heterogeneidad 3-D.

Utilizando amplitudes espectrales de ondas superficiales generadas por dos eventos diferentes para cada estación, Ben-Menahem (1965) propuso la determinación del coeficiente de atenuación espacial (ver ecuación 2.14) en función de la frecuencia, $\gamma(f)$, a través de la relación

$$\gamma(f) = \{\ln[A(f, \Delta')/A(f, \Delta)]\}/(\Delta' - \Delta) \quad (2.88)$$

donde Δ' y Δ son las distancias epicentrales y $A(f, \Delta')$, $A(f, \Delta)$ son las respectivas amplitudes espectrales a la frecuencia estudiada. La expresión (2.88) debía ser modificada para compensar los efectos de la dispersión de las ondas superficiales y el valor de Q podía calcularse mediante $Q = \pi f / \gamma U$ con U , la velocidad de grupo. La creación de la Red Global de Estaciones Sismológicas Estandarizadas (World Wide Standardized Seismographic Network, WWSSN) y las bases de datos sismológicos dieron la posibilidad de observar la atenuación de las ondas superficiales entre dos o más estaciones con suficiente distancia entre las mismas.

Tsai y Aki (1969) utilizaron el mismo método de Ben-Menahem (1965) pero extendido a dos estaciones por evento, de modo tal que permanecieran en el mismo círculo máximo para evitar la dependencia acimutal del patrón de radiación en la fuente. Lo denominaron Método de las Dos Estaciones. Al hacer los cocientes de amplitudes espectrales se elimina el patrón de radiación pudiendo obtenerse la atenuación promedio en el camino utilizado entre estaciones. La distancia entre las estaciones ha de ser relativamente grande pero manteniendo

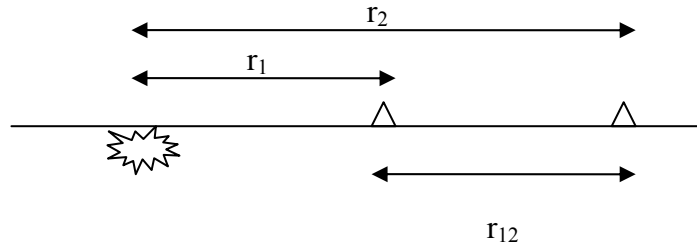


Fig. 2.20.- Diagrama de ubicación relativa de las dos estaciones (triángulos) y el epicentro utilizados en el método de la Simple Razón Espectral.

sus propiedades elásticas y anelásticas similares, sin importantes variaciones laterales, de modo que se puedan suponer efectos de sitio similares.

Si se dispone de amplitudes espectrales de un mismo terremoto observadas en dos estaciones ubicadas como en la Fig. 2.20, el espectro de amplitudes en la estación a menor distancia, r_1 , estará dado por

$$A(f, r_1) = A_0(f)R(\theta_1, \phi_1)G(f, \theta_1, \phi_1)(\sin \Delta_1)^{-1/2} I_1(f)e^{-\gamma_1(f)r_1} \quad (2.89)$$

y en la estación a mayor distancia, r_2 , será

$$A(f, r_2) = A_0(f)R(\theta_2, \phi_2)G(f, \theta_2, \phi_2)(\sin \Delta_2)^{-1/2} I_2(f)e^{-\gamma_2(f)r_2} \quad (2.90)$$

expresiones similares a la (2.75) donde r_1 , r_2 son las distancias epicentrales en km, $\Delta_i = r_i/6371$ km es la distancia epicentral en radianes y se ha reemplazado la función fuente $S(f)$ por $A_0(f)$ para denominar a la amplitud a distancia epicentral nula. La corrección por expansión geométrica queda representada a través de $(\sin \Delta)^{-1/2}$ (ver Sección 1.2) por tratarse de ondas superficiales a distancias regionales (Tsai y Aki, 1969).

Considerando que la atenuación con la distancia es un proceso lineal puede suponerse que el efecto total en la trayectoria es igual a la suma de los efectos en los segmentos que la conforman. Es decir

$$\gamma_1 r_1 + \gamma_{12} r_{12} = \gamma_2 r_2 \quad (2.91)$$

donde γ_{12} es la atenuación en el trayecto entre las estaciones que distan $r_{12} = r_2 - r_1$. Esta suposición es válida si se considera que ambas trayectorias permanecen dentro del mismo círculo máximo de modo que las ondas han recorrido el mismo camino entre estaciones. Con las consideraciones anteriores, el cociente entre las amplitudes espectrales elimina el efecto de sitio, el patrón de radiación y el efecto de la atenuación en la trayectoria r_1 . Tomando logaritmos naturales y despejando se llega a

$$\gamma_{12}(f) = \frac{\ln \left[\frac{A(f, r_1) I_2(f) (\sin \Delta_1)^{\frac{1}{2}}}{A(f, r_2) I_1(f) (\sin \Delta_2)^{\frac{1}{2}}} \right]}{r_2 - r_1} \quad (2.92)$$

Una vez conocida la atenuación entre estaciones a la frecuencia f , podrá calcularse el factor de calidad correspondiente mediante la relación $Q(f) = \pi f / \gamma_{12}(f) U_{12}(f)$ (Canas y Mitchell, 1981, Osagie, 1986). La velocidad de grupo entre estaciones $U_{12}(f)$ se estima mediante

$$U_{12}(f) = \frac{r_2 - r_1}{r_2/u_2 - r_1/u_1} \quad (2.93)$$

donde las velocidades de grupo para cada estación (u_2, u_1) se calculan usando la técnica de filtrado múltiple (Dziewonski, Bloch y Landisman, 1969) a la vez que se estiman las amplitudes espectrales [$A_1(f, r_1), A_2(f, r_2)$].

Existen variaciones en la implementación de este método que pueden verse en Mitchell (1995). Una de ellas es la propuesta por Chun et al. (1987) para eliminar la dependencia respecto de la respuesta instrumental y el efecto de sitio en la estación. Lo denominaron *Reverse Two Stations Method* (Método de las Dos Estaciones Inverso) que en español también se conoce como Método de la Doble Razón Espectral (DRE), quedando la denominación de Método de la Simple Razón Espectral (SRE) como nombre optativo del Método de las Dos Estaciones.

En la expresión (2.92) se observa que si el evento se encuentra al otro lado de las estaciones, el papel de las mismas en la ecuación puede intercambiarse. De este modo Chun et al. (1987) consideraron un par de fuentes cuyos epicentros permanezcan sobre el mismo círculo máximo que une a las estaciones y por fuera de ellas, con unos pocos grados de error, como se ilustra en la Figura 2.21. Si J y K son las estaciones y 1 y 2 las fuentes, haciendo el cociente de amplitudes espectrales registradas en ambas estaciones para cada fuente (respetando el orden lejano/cercano) y multiplicando ambos cocientes, se tiene la expresión

$$\frac{A_{1k}(f) \cdot A_{2j}(f)}{A_{1j}(f) \cdot A_{2k}(f)} = \frac{A_{01}(f) I_k(f) r_{1k}^{-m} e^{-\gamma_{1k} r_{1k}} \cdot A_{02}(f) I_j(f) r_{2j}^{-m} e^{-\gamma_{2j} r_{2j}}}{A_{01}(f) I_j(f) r_{1j}^{-m} e^{-\gamma_{1j} r_{1j}} \cdot A_{02}(f) I_k(f) r_{2k}^{-m} e^{-\gamma_{2k} r_{2k}}} \quad (2.94)$$

las distancias epicentrales se denotan r_{se} donde s indica la fuente y e , la estación. En este caso se ha utilizado la corrección por divergencia geométrica de la forma r^{-m} , válida para distancias epicentrales locales o regionales. En el método de las dos estaciones, el doble cociente de

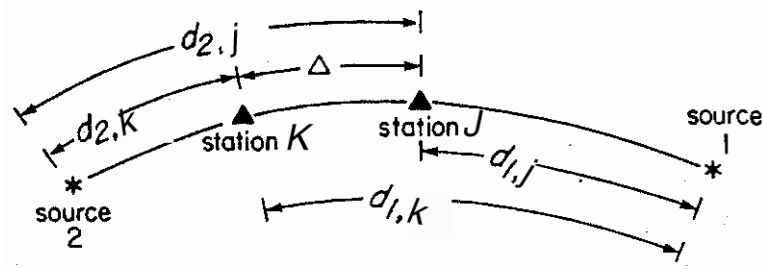


Fig. 2.21. Diagrama esquemático del Método de la Doble Razón Espectral que determina la atenuación en la trayectoria entre estaciones. Ver el texto para referencias. (Adaptada de Chun et al, 1987).

amplitudes elimina formalmente los patrones de radiación, las amplitudes espectrales en la fuente y los efectos de sitio en ambas estaciones, que no se han expresado en la fórmula por simplificación. En el DRE, se eliminan además las respuestas instrumentales de ambas estaciones. De esta manera, la (2.94) quedará

$$\frac{A_{1k}(f) \cdot A_{2j}(f)}{A_{1j}(f) \cdot A_{2k}(f)} = \frac{r_{1k}^{-m} e^{-\gamma_{1k} r_{1k}} r_{2j}^{-m} e^{-\gamma_{2j} r_{2j}}}{r_{1j}^{-m} e^{-\gamma_{1j} r_{1j}} r_{2k}^{-m} e^{-\gamma_{2k} r_{2k}}} \quad (2.95)$$

De acuerdo con la (2.91), dada la configuración de estaciones y epicentros de la Fig. 2.21, podrá escribirse

$$\begin{aligned} \gamma_{1k} r_{1k} &= \gamma_{1j} r_{1j} + \gamma_{jk} r_{jk} \\ \gamma_{2j} r_{2j} &= \gamma_{2k} r_{2k} + \gamma_{jk} r_{jk} \end{aligned} \quad (2.96)$$

Reemplazando en la (2.95) y reordenando, quedará

$$\frac{A_{1k}(f) \cdot A_{2j}(f)}{A_{1j}(f) \cdot A_{2k}(f)} = \left(\frac{r_{1k} r_{2j}}{r_{1j} r_{2k}} \right)^{-m} e^{(-2\gamma_{jk} r_{jk})} \quad (2.97)$$

A partir de esta expresión puede hallarse fácilmente la atenuación promedio entre estaciones y estimar el valor de Q .

2.3.2.4 MÉTODO DE NORMALIZACIÓN DE LA CODA (NC)

El método de “Normalización de la Coda” denominado así por Frankel et al. (1990), es el que Aki (1980a) propuso como “Método de una estación”. El método fue diseñado para determinar la atenuación de las ondas de corte en la litosfera evitando la influencia del efecto de sitio en la fuente y en la estación. Como la determinación de los factores de calidad se realiza para cada frecuencia en forma independiente, no necesita hacer suposiciones sobre la relación $Q(f)$ ni sobre el espectro de la fuente, ya que usa los espectros de fuente estimados

por el SBS. A su vez, este método da la posibilidad de estimar la dependencia con la frecuencia del patrón de radiación en la fuente, de la propagación y del efecto de sitio en la estación. Usualmente esto se logra aislando uno de dichos efectos, mediante la eliminación de los otros dos, para estudiarlo en detalle.

La idea del método de NC surge de la observación empírica acerca de que la longitud de un sismograma regional es proporcional a la energía irradiada en la fuente. Es importante notar, como aclaran Sato y Fehler (1998), que el método de NC no está fundado en ningún modelo teórico de propagación de ondas y en particular no depende de la validez del *scattering* simple. Por el contrario sus fundamentos son empíricos. La hipótesis de la homogeneidad de la distribución de energía, para cierto lapso de tiempo en un volumen dado alrededor de la fuente, se ve limitada por las consideraciones hechas en el proceso de *scattering* múltiple basado en la teoría de transferencia radiativa (Sección 2.2.4.3). Sin embargo, la fiabilidad de los resultados obtenidos por el método de NC ayuda a confirmar la validez de dicha hipótesis. A su vez, es consistente con el modelo de flujo de energía, discutido en la Sección 2.2.4.4.

Aki y Chouet (1975) emplearon el SBS para determinar el espectro de la fuente en eventos de baja magnitud registrados a distancias suficientemente cortas como para despreciar el *scattering* pero largas como para suponer la validez del campo lejano. La exigencia de magnitud baja permite suponer frecuencias de corte más altas y por lo tanto una representación más completa del espectro de fuente. El efecto de la atenuación se corregía haciendo el cociente del EDP de la onda P y el factor fuente de la coda a cada frecuencia y estudiando su variación con el tiempo de viaje para varios eventos. Aki y Chouet (1975) plantearon la atenuación de la onda P como proporcional a $t^{-1}e^{-\pi t/Q_\alpha}$ y describieron sucintamente la metodología, pero sería Aki (1980a) quien luego la detallaría.

Sea $A_{ij}(f, D)$ la amplitud espectral de la onda directa registrada correspondiente al i -ésimo evento en la estación j -ésima a una distancia hipocentral D para la frecuencia f . Puede representarse aproximadamente por

$$A_{ij}(f, D) = R_i(\theta, \phi)S_i(f)G_j(f, \theta, \phi)I_j(f)D^{-m}e^{-\frac{\pi f D}{Q_\alpha \nu}} \quad (2.98)$$

donde $I_j(f)$ es la respuesta de instrumento, $G_j(f, \theta, \phi)$ es el efecto de sitio en la estación, $S_i(f)$ es la función fuente, $R_i(\theta, \phi)$ es el patrón de radiación, m es el coeficiente de expansión geométrica ($m = 1$ o 0.5 según sean ondas internas o superficiales) y ν es la velocidad

promedio de las ondas. Q_d es el factor de calidad que se asigna a la trayectoria de las ondas.

Por otra parte, se ha visto (Aki y Chouet, 1975, Tsujiura, 1978, Rautian y Khalturin, 1978) que la amplitud espectral de la coda registrada por el mismo instrumento a un lapso de tiempo t_c mayor que aproximadamente dos veces el tiempo de propagación de S puede escribirse como

$$A_{ij}^c(f, t_c) = S_i^c(f) G_j^c(f) I_j(f) P(f, t_c) \quad (2.99)$$

donde $P(f, t_c)$ es la función de decaimiento de la coda a lo largo del sismograma que será independiente de la distancia, $G_j^c(f)$ e $I_j(f)$ tienen el mismo significado que en la onda directa salvo que $G_j^c(f)$ no depende de la dirección y $S_i^c(f)$ es la función fuente de las ondas codas supuesta independiente de la dirección de propagación. Estas conclusiones, si bien son empíricas, se explican asumiendo la validez del *scattering* hacia atrás debido a heterogeneidades distribuidas aleatoriamente (Aki, 1969).

El factor de calidad se determina sobre un promedio de trayectorias en diferentes direcciones y con una variedad de distancias. Para ello es necesario suponer que el promedio de los cocientes $S_i(f)/S_i^c(f)$ y $G_j(f, \theta, \phi)/G_j^c(f)$, para muchos eventos distribuidos alrededor de la estación y considerando que no hay variaciones regionales sistemáticas, se tornan independientes de la dirección y tienden a la unidad. Haciendo el cociente de las amplitudes espectrales y tomando el logaritmo natural se obtiene una expresión de la forma

$$\left\langle \ln \{ D^m A_{ij}(f, D) / A_{ij}^c(f, t_c) \} \right\rangle_{D \pm \Delta D} = a - bD \quad (2.100)$$

El símbolo $\langle X \rangle_{D \pm \Delta D}$ indica el promedio de X para distancias hipocentrales alrededor de D ($D \pm \Delta D$). Si las hipótesis establecidas son correctas, se espera obtener una dependencia lineal con la distancia para los valores promedio del miembro izquierdo de la (2.100). Los valores de a y b estarán dados por las siguientes relaciones independientes de D

$$b = \pi f / Q_d \nu$$

$$e^a = \frac{R_i(\theta, \phi) S_i(f) G_j(f, \theta, \phi)}{S_i^c(f) G_j^c(f) P(f, t_c)} \quad (2.101)$$

Al promediar los efectos direccionales de los patrones de radiación y del efecto de sitio en la estación para eventos distribuidos alrededor de la misma podrá ajustarse una única recta cuya pendiente, b , dará el valor de Q de las ondas directas en función de la frecuencia central

del filtro mientras que la ordenada al origen, a , será solo dependiente de la frecuencia si se normalizan los tiempos de coda en todas las trazas. De este modo, el tiempo t_c debe ser fijado para todos los eventos en un valor constante.

Aki (1980a) recomendó filtrar los sismogramas en varias bandas de frecuencia de un ancho de una octava y sobre ellos medir la amplitud pico a pico máxima de la onda S así como la amplitud media de las ondas coda en una ventana de tiempo alrededor de t_c . Sin embargo, es muy probable, que todos los registros no tengan la misma duración ni relación señal ruido, por lo que Aki (1980a) propuso medir la amplitud de coda a un tiempo t_1 seleccionado en cada traza y luego reducirla a su valor ajustado a t_c . Para ello se multiplica por $P(\omega, t_c)/P(\omega, t_1)$, haciendo uso de la expresión del decaimiento de coda obtenida anteriormente por otro método. Es decir que la expresión de la amplitud de coda al tiempo de referencia t_c se calcula a partir de la amplitud de coda medida a un tiempo t_1 , en función del valor de Q_c obtenido y la frecuencia. Aki (1980a, b) utilizó la determinación de Q_c mediante el modelo SBS.

Los resultados de Aki (1980a) mostraron un Q_d sorprendentemente cercano a Q_c y dependiente de la frecuencia llevándolo a interpretar a las ondas coda como compuestas principalmente por ondas S dispersadas y por lo tanto afectadas por la misma dependencia. En esto, discrepaba con las conclusiones previas de Aki y Chouet (1975) quienes interpretaron la variación de Q_c con la frecuencia como debida a la combinación de variaciones de Q con la profundidad y a que la coda contenía contribución de ondas superficiales.

Si se utiliza el modelo SIS, como se hará también en este trabajo, las amplitudes de la envolvente de coda a los tiempos t_1 y t_c se expresan mediante

$$A_{ij}^c(f, t_1) = \frac{A_0}{t_1} K(t_1)^{1/2} e^{-\frac{\pi f t_1}{Q_c(f, t_1)}} \quad (2.102)$$

$$A_{ij}^c(f, t_c) = \frac{A_0}{t_c} K(t_c)^{1/2} e^{-\frac{\pi f t_c}{Q_c(f, t_c)}} \quad (2.103)$$

donde $K(\)$ se evalúa mediante (2.35) en los lapsos de tiempo correspondientes y Q_c toma los valores correspondientes a esos tiempos según el modelo SIS. Siendo consistentes con los criterios establecidos en la determinación de Q_c , se ha supuesto que las ondas coda son ondas internas, por lo que el coeficiente de expansión geométrica se ha elegido igual a 1. Haciendo el cociente de (2.103) y (2.102) y despejando, se obtiene la expresión de la amplitud de coda

reducida al tiempo de referencia elegido

$$A_{ij}^c(f, t_c) = A_{ij}^c(f, t_1) \frac{t_1}{t_c} \left[\frac{K(t_c)}{K(t_1)} \right]^{1/2} e^{-\pi f \left(\frac{t_c}{Q_c(f, t_c)} - \frac{t_1}{Q_c(f, t_1)} \right)} \quad (2.104)$$

que se reemplaza en la (2.100) para ajustar por mínimos cuadrados la pendiente b de la recta que permite estimar el valor de Q_d . En la (2.104) quedan indicadas las variaciones de Q_c con la frecuencia y el lapso de tiempo según las observaciones realizadas por otros autores y que se mencionaran en la Sección 2.2.5.

Aki (1980b) avanzó sobre la interpretación del significado de Q_d expresándolo en función del coeficiente de turbidez g y de la velocidad de las ondas $v = \beta$, en el caso de ondas S, quedando $Q_d = 2\pi f / g\beta$. Supuso que las ondas coda son ondas planas afectadas por *back-scattering* simple caracterizado por g y reemplazó la función fuente de las ondas coda por la misma de las ondas primarias pero incluyendo el efecto de la absorción y del *scattering* antes de entrar al volumen heterogéneo. En su interpretación, Q_c debía ser considerado como un Q efectivo que incluía ambos efectos, la absorción y el *scattering*. Utilizando estos conceptos volvió a las relaciones (2.101) para dar la expresión de la ordenada al origen del ajuste, a

$$e^a = \frac{(\Delta f)^{1/2} \beta t_c}{2[\beta g(\pi)]^{1/2} e^{-\omega t_c / (2Q_c)}} \quad (2.105)$$

donde Δf es el ancho de banda del filtro utilizado y $g(\pi)$ especifica el coeficiente de turbidez para ondas secundarias propagándose en la misma dirección que las ondas primarias pero en sentido contrario. Mediante la expresión (2.105) pudo estimar el valor del coeficiente de turbidez en el *back-scattering*.

La coincidencia general hallada entre Q_c y Q_d para varias regiones en el intervalo de frecuencias entre 1 y 25Hz, llevaron a Aki (1980b) a concluir que las ondas coda de terremotos locales están compuestas por *scattering* simple de ondas S a S. También notó que la incertidumbre en la estimación de los espectros y el modelo de *scattering* utilizado podían causar la falta de posibilidad de diferenciación entre los efectos de absorción y *scattering*. Sin embargo, como dijera Sato y Fehler (2003) las ondas coda han probado ser una herramienta valiosa. El método de Normalización de la Coda, sin una teoría formal que lo explique, permite hacer buenas determinaciones de la radiación de la fuente y del efecto de sitio. Este método y el modelo de la transferencia radiativa serían reunidos luego por Hoshiba et al. (1991) para alcanzar resultados que ningún otro método había podido obtener, la separación

de los efectos de atenuación.

2.3.3 ALGUNOS RESULTADOS DE LA DETERMINACIÓN DE LA ATENUACIÓN DE ONDAS DIRECTAS

La atenuación de ondas directas ha sido ampliamente estudiada en diferentes regiones del mundo, siendo mayor el número de trabajos sobre ondas S que sobre ondas P. Esta preferencia resulta lógica si se piensa que las ondas S presentan mayor amplitud y duración en los sismogramas de eventos superficiales que las ondas P y a su vez, que la propagación de las ondas S es más sensible a anomalías que pueden asociarse a fusión parcial o a contenido de fluidos siendo su factor de calidad un mejor reflejo de la reología del medio.

Las Figuras 2.22 y 2.23 extractadas de Sato y Fehler (1998) resumen las estimaciones de Q_P^{-1} y Q_S^{-1} efectuadas en diferentes regiones del planeta a profundidades litosféricas. El valor global de Q_P^{-1} obtenido con ondas superficiales es menor que 0.001. En la Fig. 2.22 puede verse que se han obtenido muy pocos ajustes de la atenuación de ondas P, aunque se sabe que varía con la frecuencia con una ley $Q_P^{-1} \propto f^{-n}$. En los últimos años se han realizado numerosas determinaciones de la atenuación mediante tomografía de ondas P en distintas regiones del mundo (Haberland y Rietbrock, 2001, Deshayes et al., 2008, Roth et al., 1999) aplicando métodos independientes de la frecuencia o con una dependencia preestablecida (Pozgay et al., 2009).

En la Fig. 2.23 (Sato y Fehler, 1998) se presentan estimaciones de Q_S^{-1} a profundidades litosféricas a partir del análisis de ondas superficiales (método SRE) y de ondas S directas (métodos NC, ME y MLTWA, ver Sección 2.4.2.1).

Los resultados de Q para ondas superficiales muestran valores constantes de Q^{-1} entre 0.01 y 0.0005 a frecuencias por debajo de 1Hz, con un valor medio global de 0.002. Las estimaciones hechas a frecuencias entre 0.01 y 10Hz con el ME en México (curva 19 en línea punteada) muestran un decaimiento similar con valores intermedios entre los de dos regiones tectónicamente diferentes entre sí de Estados Unidos (curvas 11.1 y 11.2). Los métodos SRE y DRE han sido utilizados fundamentalmente sobre ondas superficiales Lg, Love y Rayleigh con datos de telesismos para trayectorias continentales y oceánicas (por ejemplo: SRE: Ben-Menahem, 1969; Tsai y Aki, 1969; Canas y Mitchell, 1978 y 1981; Osagie, 1986; Hwang and Mitchell, 1987; Canas et al., 1989; DRE: Chun et al., 1987, Ibáñez, 1990; De Miguel et al., 1992, Badi et al., 2004). Canas et al. (1989) mostraron que las soluciones del SRE presentan

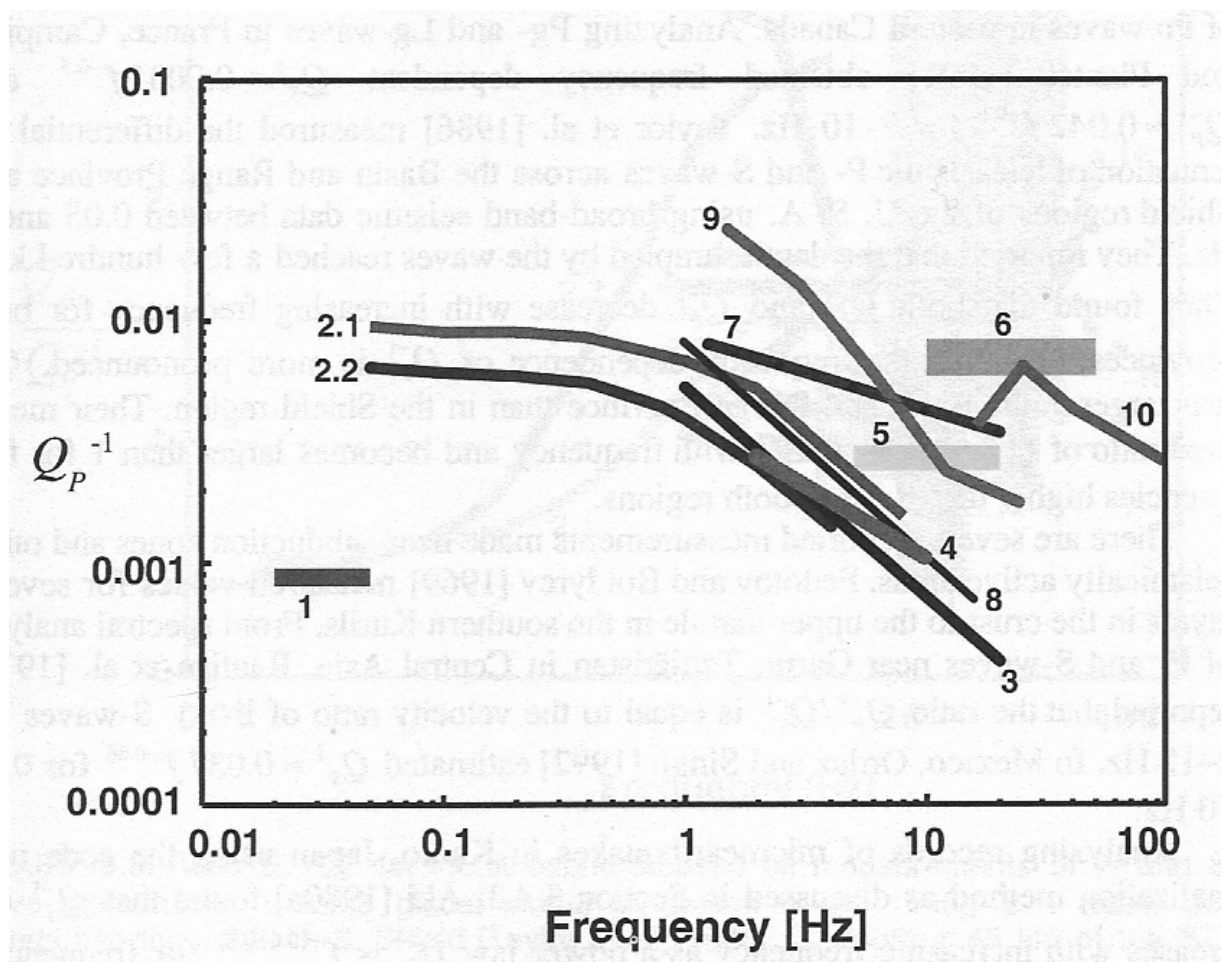


Fig. 2.22.- Valores de Q^{-1} de ondas P para la litósfera estimados por diversos autores según **análisis de ondas superficiales**: 1, prof < 45 km del modelo global SL8 (Anderson y Hart, 1978). **Análisis de decaimiento espectral**: 2.1, provincia Basin and Range; 2.2, cratón EEUU (Taylor et al., 1986); 3, Pn, Canadá oriental (Zhu et al., 1991); 4, Pg, Francia (Campillo y Plantet, 1991); 5, prof. < 40 km, Caribe norte (Frankel, 1982); 6, prof < 10 km, Arette, Pirineos (Modiano y Hatzfeld, 1982); 7, prof. 5-25 km, Kuriles Sur (Fedotov y Boldyrev, 1969); 8, sur de Noruega (Kvamme y Havskov, 1989). **Método de normalización de la coda extendido a ondas P** (Sato y Fehler, 1998): 9, Kanto, Japón (Yoshimoto et al., 1993); 10, corteza superior en Nagano occidental, Japón (Yoshimoto et al., 1994). (Extractada de Sato y Fehler, 1998).

mayor estabilidad si las distancias entre estaciones son grandes. Cheng y Mitchell (1981) compararon la atenuación de ondas de corte en diferentes regiones de Estados Unidos estimando valores de la atenuación que tenían una relación directa con la actividad tectónica. Xie y Mitchell (1990) realizaron un exhaustivo análisis de la viabilidad del método SRE para la determinación de Q de L_g y codas de L_g , mediante aproximaciones estadísticas concluyendo que si se tiene en cuenta la geología atravesada por las ondas, el estudio conjunto de ambas ondas da buenos resultados aún en las regiones tectónicas más complicadas. Ibáñez et al. (1993) emplearon el método DRE de una forma alternativa para la determinación del factor de expansión geométrica de ondas S en el sur de España. Como se ha visto, las consideraciones geológicas que requiere el SRE se evitan en la aplicación del DRE, pero este ha tenido poca

difusión debido a que la geometría requerida implica una menor disponibilidad de datos.

La mayoría de las determinaciones de Q_S^{-1} han sido realizadas sobre datos de terremotos locales con registro en corto período y en todos los casos han mostrado que zonas tectónicamente activas tienen una variación de Q_S^{-1} decreciente con la frecuencia y de forma

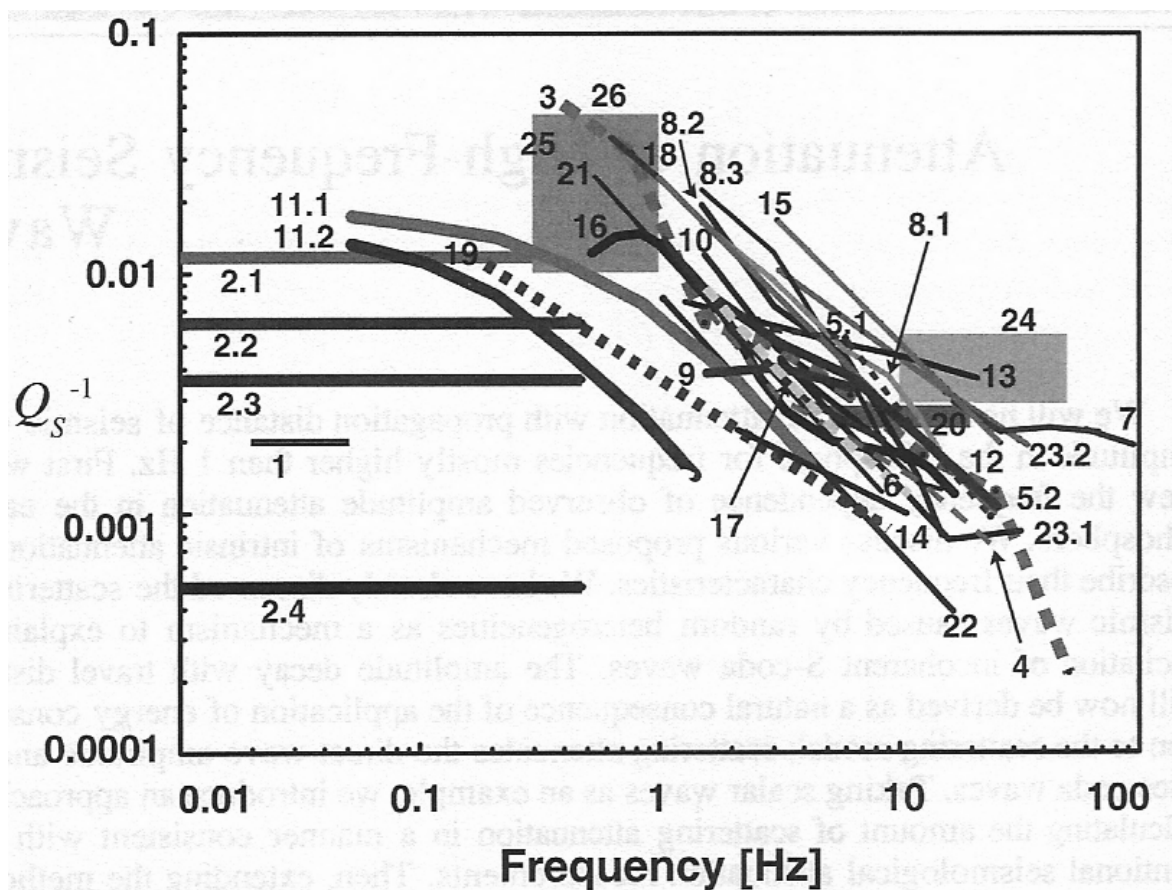


Fig. 2.23.- Valores calculados de Q^1 de ondas S para la litósfera a partir de: **Análisis de ondas superficiales:** 1, prof. < 45 km, modelo global SL8 (Anderson y Hart, 1978); 2.1, corteza superior (prof. < 18 km) en la provincia Basin and Range, EEUU; 2.2, corteza superior en Colorado Plateau; 2.3, corteza superior en EEUU. oriental; 2.4, corteza inferior (prof. > 18 km) en EEUU. (Cheng y Mitchell, 1981). **Método de NC:** 3, Hindu-Kush (Roecker et al., 1982); 4, Kanto, Japón (Aki, 1980a); 5.1, Kanto oriental, Japón (Sato y Matsumura, 1980); 5.2, Kanto, Japón (Yoshimoto et al., 1993); 6, norte de Grecia (Hatzidimitriou, 1995); 7, corteza superficial en Nagano occidental, Japón (Yoshimoto et al., 1994). **MLTWA** (ver sección 2.4.2.1): 8.1, California Central; 8.2, Hawaii; 8.3, Long Valley en California, EEUU. (Mayeda et al., 1992); 9, Kanto-Tokai, Japón (Fehler et al., 1992); 10, Kyushu, Japón (Hoshiba, 1993). **Decaimiento espectral:** 11.1, Basin and Range, EEUU; 11.2, Cratón de EEUU (Taylor et al., 1986); 12, Sg y Lg, Utah, EEUU. (Brockman y Bollinger, 1992); 13, prof. 5-25 km, sur de Kuriles (Fedotov y Boldyrev, 1969); 14, Lg, Francia (Campillo y Plantet, 1991); 15, falla Imperial, California (Singh et al., 1982); 16, prof. < 50 km, sur de Kanto, Japón (Kinoshita, 1994); 17, costa Pacífica de Kanto, Japón (Takemura et al., 1991); 18, Montenegro, Yugoslavia (Rovelli, 1984); 19, México (Ordaz y Singh, 1992); 20, prof. < 40 km, Caribe norte (Frankel, 1982); 21, norte de Italia (Console y Rovelli, 1981); 22, sur de Noruega (Kvarnme y Havskov, 1989); 23.1, estado de New York, EEUU.; 23.2, sur de California, EEUU (Frankel et al., 1990); 24, prof. < 10 km, Arette, Pirineos (Modiano y Hatzfeld, 1982); 25, falla de San Andrés, California (Kurita, 1975); 26, sur de Italia (Rovelli, 1983). (Extractada de Sato y Fehler, 1998).

bastante similar, con máximos entre 0.01 y 0.1 a frecuencias de 1Hz y mínimos cercanos a 0.001 por encima de los 10Hz. Puede asumirse que la atenuación de las ondas S depende de la frecuencia según la relación $Q_S^{-1} \propto f^{-n}$ con n entre 0.5 y 1 para frecuencias mayores que 1 Hz. De la distribución de curvas de Q_S^{-1} en corto período puede verse que las regiones con mayor actividad tectónica muestran una mayor atenuación en todas las frecuencias como es el caso de California o el sur de Italia, mientras que Noruega o Francia muestran los menores valores relativamente.

Con datos de la región de Kanto, Japón, Aki (1980a, b) encontró que Q_S^{-1} obtenido por NC es similar a Q_c . Sus resultados reforzaban la teoría del *scattering* simple de S a S para la generación de las codas de terremotos locales. Las conclusiones de Aki coincidían con las de Herrmann (1980) y Rautian y Khalturin (1978), excepto para el caso del volcán Kilauea, Hawai, donde las anomalías de Q_c halladas, parecían indicar un mecanismo de atenuación más bien relacionado con un proceso de relajación activado termalmente. En cambio, Martínez-Arévalo et al. (2003) hallaron un comportamiento anómalo en la dependencia de Q_S con la frecuencia en la Isla Decepción (Antártida) y que parecía indicar un *scattering* fuerte en las cercanías de la fuente como principal causa de la atenuación. Por otra parte, los valores de Q_S hallados según el método de NC eran mayores a los obtenidos por métodos espectrales, interpretándose como un efecto del método que, al promediar las amplitudes, elimina la contribución de la atenuación más superficial y por lo tanto hace una sobrevaloración de Q_S .

Yoshimoto et al. (1993) extendieron el método NC para aplicarlo al análisis de las ondas P. Akinci et al. (1995b) lo aplicaron al análisis de ondas Lg y su coeficiente de expansión geométrica en Turquía y el sur de España. Los valores de Q obtenidos mediante NC para ondas S o Lg resultan en general muy próximos a Q_c (Aki, 1980a; Rautian y Khalturin, 1978; Herrmann, 1980). Hatzidimitriou (1995) y Kvamme y Havskov (1989) encontraron que para lapsos de tiempo largos, $Q_c \sim Q_S$, mientras que para lapsos de tiempo cortos $Q_c < Q_S$. Estas diferencias pueden entenderse a partir del modelo de generación de ondas coda. La parte inicial de la coda contiene ondas que han sido dispersadas en la corteza superior más atenuativa, mientras que el Q_c del final de coda se acerca al de las ondas S ya que muestrea un volumen de tierra mayor aproximándose al valor medio cortical. Fehler y Sato (2003) reivindicaron, a través de un análisis detallado, los resultados obtenidos con el método de NC sobre todo en el caso de medios aleatorios ricos en componentes de longitud de onda corta. Sin una teoría formal que explique la formación de la coda, el método de NC es una herramienta valiosa que a su vez ha sido aprovechada por otros métodos.

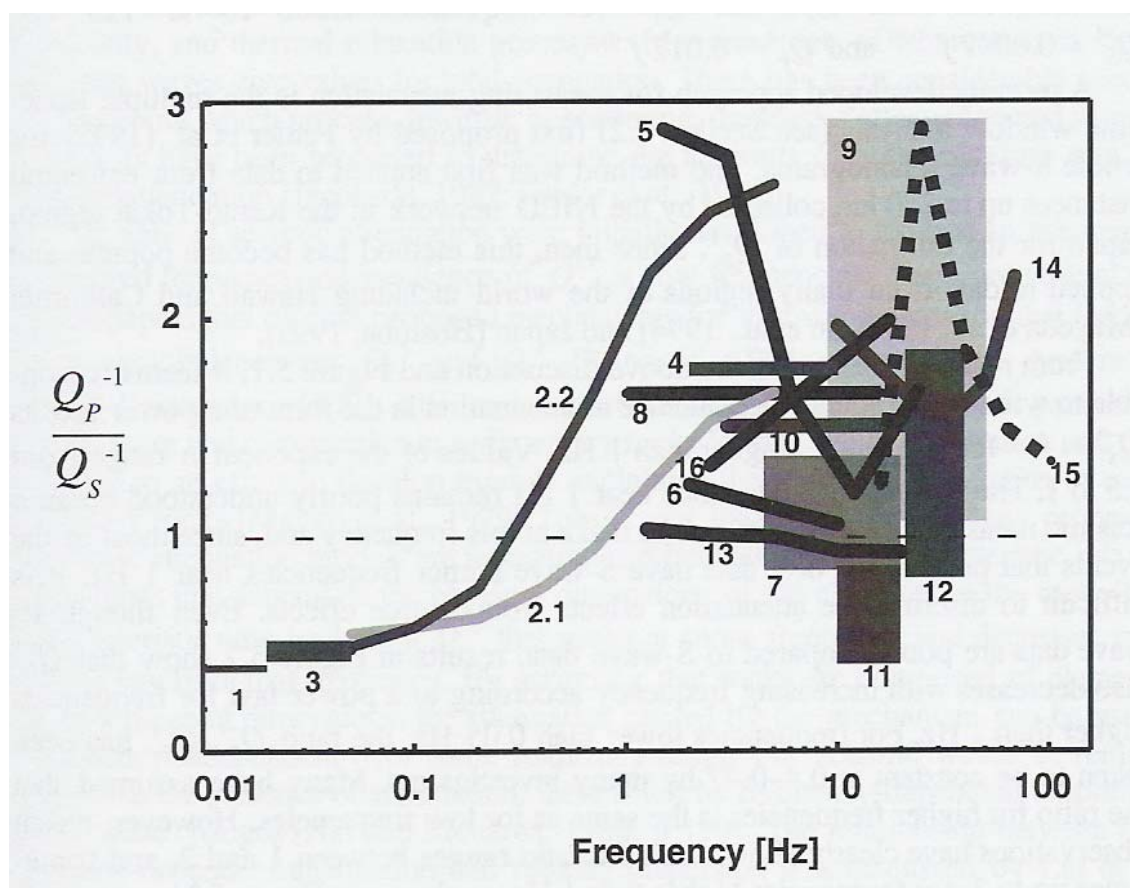


Fig. 2.24. Relación Q_P^{-1}/Q_S^{-1} para la litósfera a partir de las estimaciones de atenuación para ondas P y S en diversas regiones del mundo: **1**, modelo global MM8 (Anderson et al., 1965); **2.1**, Basin and Range, EEUU; **2.2**, Cratón EEUU Taylor et al., 1986); **3**, prof. < 45 km del modelo global SL8 (Anderson y Hart, 1978); **4**, Garm, Asia Central (Rautian et al., 1978); **5**, Kanto, Japón (Yoshimoto et al., 1993); **6**, Pg y Lg, Francia (Campillo y Plantet, 1991); **7**, prof. < 40 km, Caribe norte (Frankel, 1982); **8**, Sur de Noruega (Kvamme y Havskov, 1989); **9**, prof. < 10 km, Arette, Pirineos (Modiano y Hatzfeld, 1982); **10**, corteza superior del Rift Rio Grande, EEUU (Carpenter y Sanford, 1985); **11**, prof. < 7 km, falla de San Andreas (Bakun et al., 1976); **12**, prof. < 7 km, Swabian Jura, Alemania (Hoang-Trong, 1983); **13**, Kuriles sur (Fedotov y Boldyrev, 1969); **14**, Anza, California (Hough et al., 1988); **15**, corteza superior de Nagano occidental, Japón (Yoshimoto et al., 1994); **16**, Pacífico occidental (Butler et al., 1987). (Extractada de Sato y Fehler, 1998)

A partir de las determinaciones de Q_P^{-1} y Q_S^{-1} suele establecerse la relación entre las mismas Q_P^{-1}/Q_S^{-1} . Dado que Q_P^{-1} es función de (Q_μ^{-1}, Q_K^{-1}) y $Q_S^{-1} = Q_\mu^{-1}$, los valores de Q_P^{-1}/Q_S^{-1} pueden ayudar a interpretar la importancia relativa de la atenuación debida a procesos compresivos y de corte y a través de eso conocer el estado de los materiales atravesados. A su vez, los valores de Q_P^{-1}/Q_S^{-1} permiten comparar la atenuación general entre regiones. Una relación Q_P^{-1}/Q_S^{-1} baja puede estar indicando una alta atenuación de ondas S o a su vez una baja atenuación de ondas P. El primer caso es más simple de entender, ya que la atenuación de ondas S se asocia directamente con la rigidez del medio y por lo tanto con la temperatura y el grado de fusión o la presencia de fluidos. Una baja atenuación de ondas P,

suele asociarse a mayor consolidación y/o edad de las rocas del mismo modo que se asocia a la velocidad, pero también se asocia al coeficiente de rigidez. En la Fig. 2.24 se ve que los valores promedios globales de Q_p^{-1}/Q_s^{-1} según los modelos de distribución de Q en la Tierra MM8 y SL8 (Anderson et al., 1965, Anderson y Hart, 1978) se encuentran en el intervalo [0.4-0.7]. A frecuencias mayores que 1 Hz, $Q_p^{-1}/Q_s^{-1} \approx 1-2$ o hasta 3. En algunas regiones se observa una relación Q_p^{-1}/Q_s^{-1} independiente de la frecuencia en el intervalo estudiado. Kanto, Japón (curva 5) muestra valores de Q_p^{-1}/Q_s^{-1} decrecientes hasta los 10Hz donde la relación muestra un brusco cambio de pendiente. En Nagano, Japón (curva 15) se observa también un comportamiento con brusco cambio a cierta frecuencia. Es curioso que en forma casi sistemática, los valores obtenidos en regiones diferentes resulten muy relacionados cuando se estudian con las mismas técnicas y criterios. Se ha visto que en muchos casos los métodos empleados ejercen una fuerte influencia sobre los resultados y es por eso que la utilización simultánea de distintas técnicas permite una mejor interpretación. Por otra parte la dispersión de los resultados obtenidos utilizando diferentes técnicas sobre las mismas ondas en una dada región muestra la necesidad del diseño de métodos más precisos.

2.4 SEPARACIÓN DE LA ATENUACIÓN INTRÍNSECA y DE SCATTERING

2.4.1 EVOLUCIÓN DE LOS MODELOS DE SEPARACIÓN DE Q_i y Q_s

Como ya se ha mencionado, las variaciones regionales de la atenuación pueden entenderse estimando la contribución de los mecanismos de absorción y *scattering* a la atenuación de las ondas, lo que permitiría inferir importantes propiedades del medio de propagación relacionadas a su estado de actividad tectónica. La atenuación intrínseca ha sido atribuida a fracturas interconectadas y saturadas de fluidos pero también a temperaturas elevadas que pueden alcanzar el punto de fusión (Mitchell, 1995, Frankel et al. 1990, Zor et al., 2007, Xie et al., 2004, entre otros). El origen de la atenuación por *scattering* parece estar mejor definido a partir del *scattering* de las ondas debido a la topografía irregular, la geología superficial compleja y la estructura cortical heterogénea (Aki, 1969).

A partir de la expresión (2.49) de Dainty y Toksöz (1981) que manifestaba la linealidad de los efectos de la atenuación, varios autores han puesto sus esfuerzos en pos de individualizar los efectos de la atenuación dentro de la densidad de potencia espectral. Dainty (1981) hizo sus estimaciones asumiendo que la atenuación anelástica era independiente de la

frecuencia y que el *scattering* era proporcional a ella. El modelo de *scattering* múltiple de Gao (Gao et al., 1983a, b y Gao 1984), a partir del análisis de la propagación de las ondas, ofreció una expresión de la densidad de potencia espectral que resultaba una primera aproximación no lineal para la separación de Q_i y Q_s . Sus conclusiones fueron que según los lapsos de tiempo medidos variaba la influencia relativa del *scattering* y de la anelasticidad. Sería la teoría de la transferencia de energía (Wu, 1985) la que ofrecería una forma de sintetizar la envolvente completa del sismograma y daría un método viable para estimar la cantidad de atenuación que es causada por los mecanismos intrínsecos y de *scattering* (Wu y Aki, 1988). Sin embargo, la presencia de cierto nivel de ruido enmascara el final del registro provocando una subestimación de la energía total.

Frankel y Wennerberg (1987) en su modelo de flujo de energía hallaron un Q_c^{-1} cercano al Q_i^{-1} si se utilizaba el *scattering* simple, aunque no explicaron el mecanismo físico de su modelo de *scattering*. La insensibilidad de la coda al *scattering* fue justificada por la redistribución de energía de las ondas directas dispersada hacia la coda. Era esta la razón que justificaba las diferencias de comportamiento de Q_c y Q_d con la frecuencia y el tiempo (Frankel, 1991).

La simulación numérica de Hoshiya (1991) a la distribución espacio-temporal de energía sísmica afectada de *scattering* múltiple brindó una solución a las dificultades encontradas en la implementación del modelo de transferencia radiativa. Hoshiya et al. (1991) mejorarían la simulación de Hoshiya (1991) proponiendo el Método de las Ventanas Temporales Múltiples (MLTWA) que no requería la cuantificación de la energía total del sismograma.

Zeng et al. (1991) y Sato (1993) obtuvieron nuevas soluciones analíticas del *scattering* múltiple. Zeng (1991) dio una solución compacta de las expresiones de Zeng et al. (1991) que facilitaban su aplicación bajo una serie de condiciones y daba una alternativa para el cálculo de las curvas teóricas del MLTWA. Wennerberg (1993) describió la posibilidad de reinterpretar los valores de Q_c obtenidos según modelos de *scattering* simple en términos del *scattering* múltiple. Observando las similitudes entre las aproximaciones de Abubakirov y Gusev (1990) y las de Zeng (1991), estableció relaciones simples para estimar Q_i y Q_s a partir de valores de Q_c y Q_d . Sato et al. (1997) extendieron la solución analítica de Zeng (1991) al caso de un patrón de radiación no esférico, es decir en presencia de un mecanismo focal.

Trabajos posteriores han intentado incorporar modelos más reales en el cálculo de las curvas teóricas de energía integrada (Hoshiya, 1994, 1995, 1997, Hoshiya et al., 1997,

Margerin et al., 1998, 1999, Yoshimoto, 2000), han acelerado los tiempos de cálculo (Ugalde et al., 1998a) o los han implementado en subrutinas bajo programas de cálculo de uso corriente (Bianco y Del Pezzo, 2002, 2010). En los últimos años, se ha difundido el uso de métodos estocásticos que incrementan la cantidad de información extractada de los sismogramas sobre todo en el caso de un conjunto de datos reducido y además mejoran significativamente la resolución de los modelos (Sato et al., 2002).

2.4.2 MÉTODOS DE SEPARACIÓN DE Q_i y Q_s

En las siguientes secciones se desarrollarán dos de los métodos de mayor uso en la actualidad y que se implementan en esta tesis: el Método de las Ventanas Temporales Múltiples (*Multiple Lapse Time Windows Analysis*) (Hoshiya et al., 1991) y el Método de Wennerberg (1993).

2.4.2.1 MÉTODO DE VENTANAS TEMPORALES MÚLTIPLES O *MULTIPLE LAPSE TIME WINDOWS ANALYSIS* (MLTWA)

Este método brinda información acerca de los cambios temporales de la energía sísmica de las ondas, tanto directas como coda, durante su propagación considerando la distribución de la energía para varias ventanas temporales consecutivas del sismograma en función de la distancia hipocentral. Las bases numéricas del MLTWA fueron dadas por Hoshiya et al. (1991) a partir de la teoría de la transferencia radiativa (Sección 2.2.4.3), mostrando que la variación con la distancia hipocentral de la integral de la energía sísmica sobre ventanas temporales se relaciona directamente con el albedo (2.53) y la atenuación total, Q_T^{-1} .

Sobre la base del principio de conservación de la energía y utilizando el método de simulación Monte-Carlo, Hoshiya (1991) sintetizó la distribución espacio-temporal de la densidad de energía para el caso del *scattering* isótropo, sin absorción intrínseca y en un medio tridimensional. Presentó los coeficientes de expansión hasta el *scattering* de décimo orden para el caso en que la distancia recorrida por la onda dispersada era mucho más grande que la distancia hipocentral.

Hoshiya comparó su simulación con diversos modelos de *scattering*, hallando consistencia con la formulación propuesta por Wu (1985) para la teoría de transferencia radiativa en estado estacionario. La coincidencia se daba si se consideraban la onda directa y las partes inicial y final de la coda. Esta observación indicaba que debía ponerse atención en la selección de las ventanas temporales en aplicaciones prácticas.

Las bases establecidas por Hoshiya (1991) que resultaban similares a las de Sato (1977)

y Gao et al. (1983b), eran:

- Las heterogeneidades puntuales con sección efectiva σ_0 se encuentran distribuidas aleatoriamente con una densidad n_0 y las ondas dispersadas se consideran incoherentes.
- Existe *scattering* isótropo cuya potencia por unidad de volumen está caracterizada por el coeficiente de *scattering*, $g \equiv \sigma_0 n_0$.
- Las ondas S esféricas son radiadas desde una fuente puntual de muy corta duración.
- No hay conversión entre ondas P y S durante el *scattering* y la velocidad de las ondas S es constante e igual a v .
- No hay absorción intrínseca. En el mismo trabajo se vería la necesidad de modificar esta hipótesis.

El método en cuestión plantea la energía total como la suma de las contribuciones de las energías de los diferentes órdenes de *scattering*. Suponiendo que la propagación de la energía de la onda S está representada por el movimiento de muchas partículas que salen de la fuente con una unidad de energía, se calcula la energía que cada una de ellas acarrea luego de sufrir un *scattering* de orden n y se calcula la probabilidad de que dicha partícula atravesase el área unitaria que rodea al receptor.

Si la distancia fuente receptor está dada por $|R_r - R_0|$ y la distancia recorrida entre dos heterogeneidades consecutivas es $|r_k| = |R_k - R_{k-1}|$, entonces para el *scattering* de orden n , la distancia recorrida será $D = |r_1| + |r_2| + |r_3| + \dots + |r_n| + |R_r - R_n|$

El número de partículas dividido por la velocidad de propagación y el intervalo de tiempo analizado dará la función de densidad de energía correspondiente al *scattering* de n -ésimo orden. La suma de las funciones de densidad de energía hasta un orden de *scattering* alto dará la densidad de energía para una dada distancia hipocentral.

Como la energía se conserva, deberá cumplirse que

$$W_0 = W_0 e^{-gvt} + \int_0^{vt} E_s(r, t) 4\pi r^2 dr \quad (2.106)$$

donde W_0 es la energía radiada por la fuente, g es el coeficiente de *scattering* y v la velocidad de las ondas. El primer término del segundo miembro representa la energía directa atenuada debido al *scattering* ($W_d(t)$) y el segundo término es la integral volumétrica de la energía dispersada ($W_s(t)$). El segundo miembro de (2.106) se calcula numéricamente comprobándose que su valor se mantiene casi igual a W_0 para todo t cuanto mayor sea el número de

dispersores. Si $E_{sn}(r,t)$ es la densidad de energía debida a la onda dispersada de orden n , entonces

$$E_s(r,t) = E_{s1}(r,t) + E_{s2}(r,t) + \dots \quad (2.107)$$

es la densidad de energía total. La energía dispersada para el orden n será

$$W_{sn}(t) = \int_0^{vt} E_{sn}(r,t) 4\pi r^2 dr \quad (2.108)$$

Hoshiha (1991) expresó el resultado de esta integral como el producto de una potencia y una exponencial

$$W_{sn}(t) = W_0 A_n (gvt)^n e^{-gvt} \quad (2.109)$$

donde los A_n son coeficientes por determinar. Reemplazando (2.107) en (2.106) y considerando la (2.109), la expresión de la energía total queda de la forma

$$W_0 = W_0 e^{-gvt} \sum_{i=0}^n A_i (gvt)^i \quad (2.110)$$

por lo que deberá ser $A_i = 1/n!$. La máxima contribución de la onda afectada por un *scattering* de orden n a la energía total, se produce cuando $gvt = n$. El *scattering* simple es el dominante cuando $gvt \ll 1$. El *scattering* múltiple se puede aproximar por $gvt \leq 3$ y el modelo de difusión por $gvt \gg 1$.

Al expresar el decaimiento temporal de la densidad de energía en la fuente, evaluando los coeficientes de expansión correspondientes hasta el décimo orden, Hoshiha (1991) observó discrepancias con los mismos coeficientes determinados por Gao et al. (1983b) (denominados K_i en la Ecuación 2.47) para $n > 2$. Dado que las hipótesis de ambos coincidían, Hoshiha (1991) halló la justificación en el hecho de que su método satisfacía la conservación de energía incluso para los órdenes superiores, mientras que el modelo de Gao et al. (1983b) no la respetaba. Los resultados obtenidos mostraban consistencia con las fórmulas del modelo de transferencia radiativa de Wu (1985).

Relacionando el decaimiento temporal de la energía en la fuente según el modelo de Hoshiha (1991) con el Q_c^{-1} , en el caso de la validez del *scattering* simple, se obtenía un Q_c^{-1} idéntico a $Q_\beta^{-1} = g\nu/\omega$, (Q^{-1} de ondas S directas) cuando no había absorción intrínseca. Considerando el *scattering* múltiple, Hoshiha (1991) observó que Q_c^{-1} era afectado por las contribuciones de las ondas que sufrían *scattering* múltiple más que por las pérdidas del *scattering* simple. En este caso, Q_c^{-1} daba negativo para todo valor de gvt , lo que significaba que la pendiente de la envolvente de coda corregida de la expansión geométrica, crecía con el

tiempo. Pero como Q_{β}^{-1} es positivo y crece según gvt , dicho resultado significaba que Q_c^{-1} se volvía muy diferente de Q_{β}^{-1} al incluir el *scattering* múltiple, contrariamente a lo observado por muchos autores. Estas discrepancias entre las predicciones teóricas y los valores observados fueron adjudicadas por Hoshiha (1991) a la consideración de ausencia de absorción intrínseca. Partiendo de las mismas hipótesis pero incorporando la atenuación intrínseca, Hoshiha et al. (1991) propusieron un método para la separación de ambos efectos de atenuación. La quinta hipótesis fue reemplazada por la siguiente:

- La absorción intrínseca es espacialmente uniforme y está dada por Q_i^{-1} .

Teniendo en cuenta los cambios espaciales y temporales de la energía en la onda directa y en la coda, modelaron la energía en tres ventanas temporales sucesivas y de longitud finita. De ahí, el nombre que dieron al método: *Multiple Lapse Time Window Analysis (MLTWA)*. La primera ventana contiene las ondas directas y la primera parte de la coda, mientras que las siguientes ventanas contienen sólo ondas dispersadas.

Sea $E(r, t|\omega)$ la densidad de energía para las ondas directa y dispersada a una distancia hipocentral r y un lapso de tiempo t para una banda de frecuencia angular centrada en ω . Si no se admiten conversiones de onda entre frecuencias, entonces puede tratarse cada una independientemente y omitir ω . Para cada una de las tres ventanas temporales, las integrales de energía se expresan

$$\begin{aligned} E_1(r) &\equiv \nu \int_{r/\nu}^{r/\nu+T_1} E(r, t) dt \\ E_2(r) &\equiv \nu \int_{r/\nu+T_1}^{r/\nu+T_2} E(r, t) dt \\ E_3(r) &\equiv \nu \int_{r/\nu+T_2}^{r/\nu+T_3} E(r, t) dt \end{aligned} \quad (2.111)$$

Los tiempos de inicio de las ventanas, T_1 , T_2 y T_3 se miden a partir de la llegada de la onda S igual a r/ν . Hoshiha et al. (1991) tomaron $T_1 = 15$ s, $T_2 = 30$ s, $T_3 = 45$ s y $\nu = 4$ km/s como velocidad representativa de la corteza y manto superior. Las integrales de las expresiones (2.111) para el tiempo y la distancia se calculan mediante los parámetros \bar{t} , \bar{r} , para evitar la confusión con los valores observados. En este paso, Hoshiha et al. (1991) introdujeron la separación entre la atenuación intrínseca y de *scattering* por medio de la longitud de extinción, L_e , y el albedo, B_0 , (2.19 y 2.53) pero expresados ahora en función de la atenuación total que es la suma de las componentes de *scattering* e intrínseca, de la forma

$$L_e^{-1} \equiv (Q_s^{-1} + Q_i^{-1}) \frac{\omega}{v} = Q_T^{-1} \frac{\omega}{v} \quad (2.112)$$

$$B_0 \equiv \frac{Q_s^{-1}}{Q_T^{-1}}$$

Multiplicando en la (2.111) a la energía de la onda directa por el factor de atenuación total y a la energía de las ondas dispersadas por el factor de absorción intrínseca de la (2.112), se obtiene

$$4\pi r^2 E_1(r) = e^{-\bar{L}_e^{-1} \bar{r}} + 4\pi r^2 \frac{\bar{v}}{W_0} \int_{\bar{r}/\bar{v}}^{\bar{r}/\bar{v} + \bar{T}_1} E_s(\bar{r}, \bar{t}) e^{-\bar{h} \bar{v} \bar{t}} d\bar{t}$$

$$4\pi r^2 E_2(r) = 4\pi r^2 \frac{\bar{v}}{W_0} \int_{\bar{r}/\bar{v} + \bar{T}_1}^{\bar{r}/\bar{v} + \bar{T}_2} E_s(\bar{r}, \bar{t}) e^{-\bar{h} \bar{v} \bar{t}} d\bar{t} \quad (2.113)$$

$$4\pi r^2 E_3(r) = 4\pi r^2 \frac{\bar{v}}{W_0} \int_{\bar{r}/\bar{v} + \bar{T}_2}^{\bar{r}/\bar{v} + \bar{T}_3} E_s(\bar{r}, \bar{t}) e^{-\bar{h} \bar{v} \bar{t}} d\bar{t}$$

donde

$$\bar{L}_e^{-1} = \bar{g}/B_0; \quad \bar{h} = \bar{L}_e^{-1}(1 - B_0) = \bar{g}[(1 - B_0)/B_0] \quad (2.114)$$

$$\bar{T}_i = T_i [B_0 v / (L_e \bar{g} \bar{v})]; \quad \bar{r} = r [B_0 / (L_e \bar{g})]$$

El primer término del lado derecho en la expresión de $E_1(r)$ es la energía de la onda directa afectada por la atenuación total. El factor $e^{-\bar{h} \bar{v} \bar{t}}$ introduce en cada expresión la absorción intrínseca. Las curvas de la Fig. 2.25 muestran la diferencia en el decaimiento de la densidad de energía entre la primera y la última ventana temporal debido al efecto de la atenuación total en la primera ventana.

Las distribuciones de energía fueron calculadas para distancias $r \leq 250$ km y diferentes pares de L_e y B_0 , obteniendo curvas teóricas de $4\pi r^2 E_i(r)$ con $i = 1, 2, 3$ (Fig. 2.26), que se utilizan para comparar con las observadas en datos reales. De la comparación resulta la selección del par L_e y B_0 que mejor ajusta las curvas teóricas a los datos (Fig. 2.27). Las curvas originales provistas por Hoshiba et al. (1991) consideran que la energía radiada es igual a la unidad y que todos los efectos de sitio son idénticos, por lo que deben hacerse las correcciones correspondientes.

Hoshiba (1991) observó que la consideración de un Q_i^{-1} espacialmente uniforme no bastaba para justificar la variación de Q_c^{-1} con el tiempo. Al aplicar el MLTWA a datos reales, Fehler et al. (1992) concluyeron que la hipótesis de *scattering* uniforme e isótropo y la suposición de que en todo el intervalo de tiempo analizado existían sólo ondas internas ponían limitaciones al ajuste sobre la tercera ventana (Mayeda et al., 1992, Hoshiba, 1993, Akinici et al., 1995).

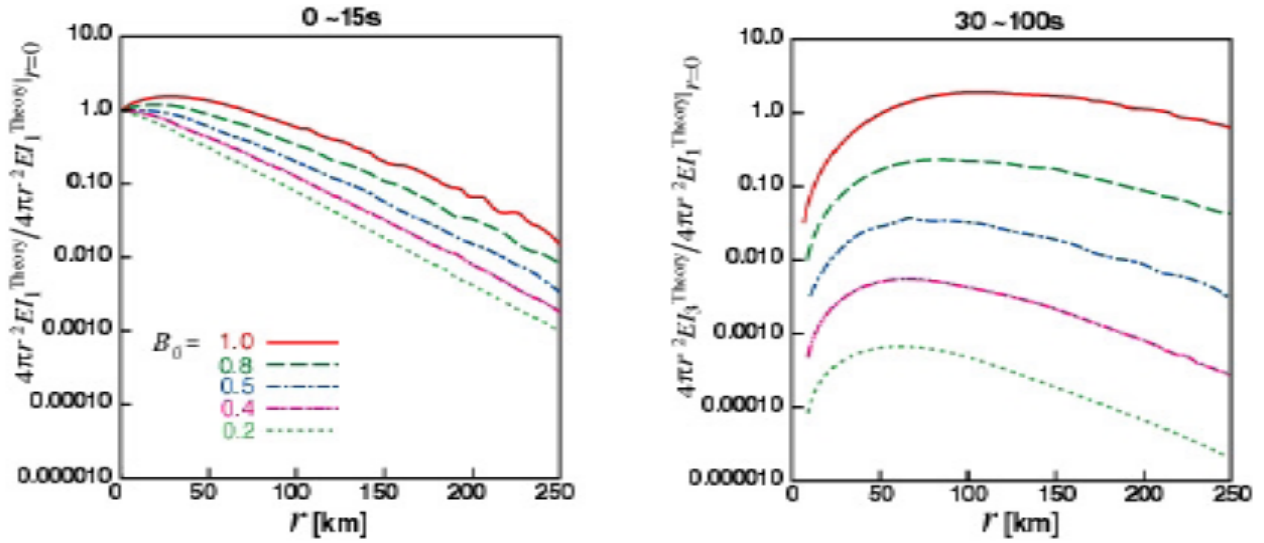


Fig. 2.25.-Energía integrada corregida por expansión geométrica para la primera ventana temporal (izquierda) y para la tercera ventana (derecha) evaluada en diferentes valores del albedo, B_0 . Las curvas rojas corresponden al modelo sin atenuación intrínseca. (Extractada de Fehler et al., 1992).

Zeng et al. (1991) reunieron las teorías de *scattering* simple y múltiple, así como la del transporte de energía en una expresión teórica de la distribución de energía integrada. La versión 3D de la misma que sería dada por Zeng (1993) es

$$E(\vec{r}, t) = E_{in} \left(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{\nu} \right) \frac{e^{-\eta|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|} + \int_V \eta_s E \left(\vec{r}_1, t - \frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}|}{\nu} \right) \frac{e^{-\eta|\vec{r}_1 - \vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}_1 - \vec{r}|^2} dV_1 \quad (2.115)$$

donde $E(\vec{r}, t)$ es la densidad de energía dispersada, E_{in} es la energía incidente, \vec{r}_0 es el vector posición de la fuente, \vec{r} es el vector posición del receptor, \vec{r}_1 es el vector posición de todos los posibles dispersores en un diferencial de volumen V_1 dentro del volumen V , η_s es el coeficiente de *scattering*, η_i es el coeficiente de absorción, η es el coeficiente de atenuación total ($\eta = \eta_s + \eta_i$) y ν es la velocidad de las ondas S.

La energía de la onda incidente proveniente de la fuente está representada por el primer término del segundo miembro, mientras que el segundo término es la superposición lineal de las energías de las ondas dispersadas en todas las heterogeneidades posibles en los puntos señalados por \vec{r}_1 y recibida en \vec{r} .

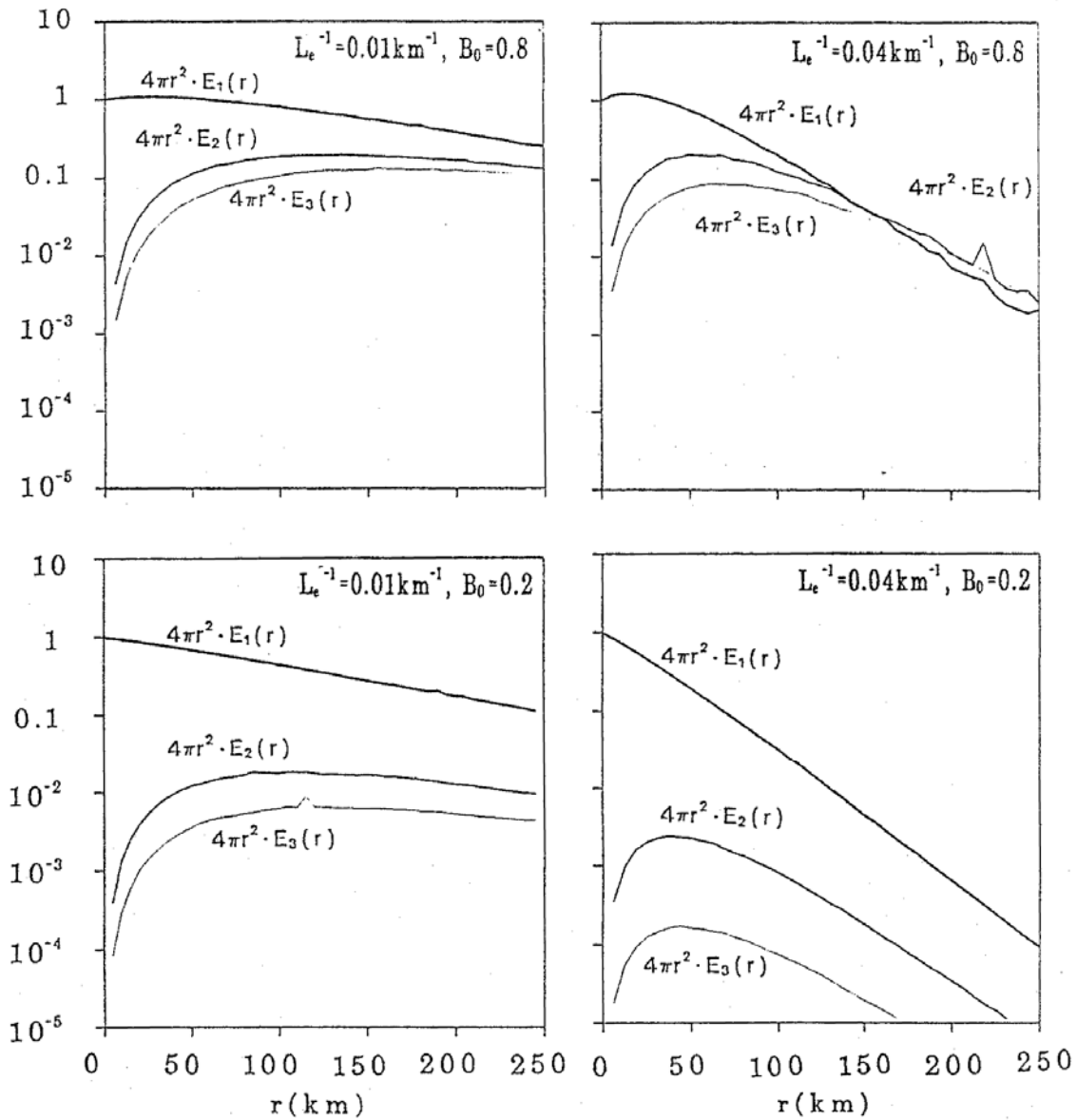


Fig. 2.26.- Curvas de distribución de energía $4\pi r^2 E_1(r)$, $4\pi r^2 E_2(r)$ y $4\pi r^2 E_3(r)$ en función de la distancia epicentral r (km) para los casos donde $L_e^{-1} = 0.01$ y 0.04 km^{-1} con $B_0 = 0.2$ y 0.8 . Los valores de T_1 , T_2 y T_3 se fijaron a 15s, 30s y 45s. (Extractada de Hoshiba et al, 1991)

Zeng (1991) resolvió la (2.115) en el dominio de las transformadas integrales obteniendo una solución compacta que comparó con la simulación de Hoshiba (1991), con el modelo de *scattering* simple, con el de flujo de energía y el de difusión. A partir de sus resultados obtuvo una solución aproximada al *scattering* múltiple mediante un modelo híbrido de *scattering* simple y difusión

$$E(r,t) \cong E_0 e^{-\eta vt} \left[\frac{\delta(t-r/v)}{4\pi v r^2} + \frac{\eta_s H(t-r/v)}{4\pi v t} \ln \frac{1+r/(vt)}{1-r/vt} \right] + c H(t-r/v) \left(\frac{3\eta_s}{4\pi v t} \right)^{3/2} e^{-\frac{3\eta_s r^2}{4vt} - \eta vt}$$

(2.116)

donde

$$c = E_0 \left[1 - (1 + \eta_s vt) e^{-\eta_s vt} \right] / \left(\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{3\eta_s vt}/2} e^{-\alpha^2} d\alpha \right) \quad (2.117)$$

E_0 es la energía total incidente a $t = 0$, t es el tiempo de viaje, H es la función de Heaviside, r es la distancia hipocentral y $\alpha = \frac{vt}{r}$. El coeficiente de atenuación intrínseca, $\eta_i = 2\pi f \nu^{-1} Q_i^{-1}$, y el coeficiente de atenuación por *scattering*, $\eta_s = 2\pi f \nu^{-1} Q_s^{-1}$, se relacionan a través de la atenuación total $\eta_s + \eta_i = L_e^{-1}$ y el albedo sísmico $B_0 = \eta_s / (\eta_s + \eta_i)$.

Para aplicar en datos reales la aproximación de Zeng (1991) al MLTWA, siguiendo a Bianco et al. (2002), se eligen tres ventanas sucesivas en el sismograma: la primera comienza en la llegada de la onda S y se extiende hasta el inicio de la coda, $[r/\nu, r/\nu + T_1]$, la segunda ventana comprende la parte media de la coda $[r/\nu + T_1, r/\nu + T_2]$ y la tercera contiene el final de la coda $[r/\nu + T_2, r/\nu + T_3]$. La longitud de las tres ventanas es idéntica y se elige de modo que la primera ventana contenga la mayor contribución de la energía de ondas directas mientras que en las restantes predominen las ondas dispersadas. Las densidades de energía

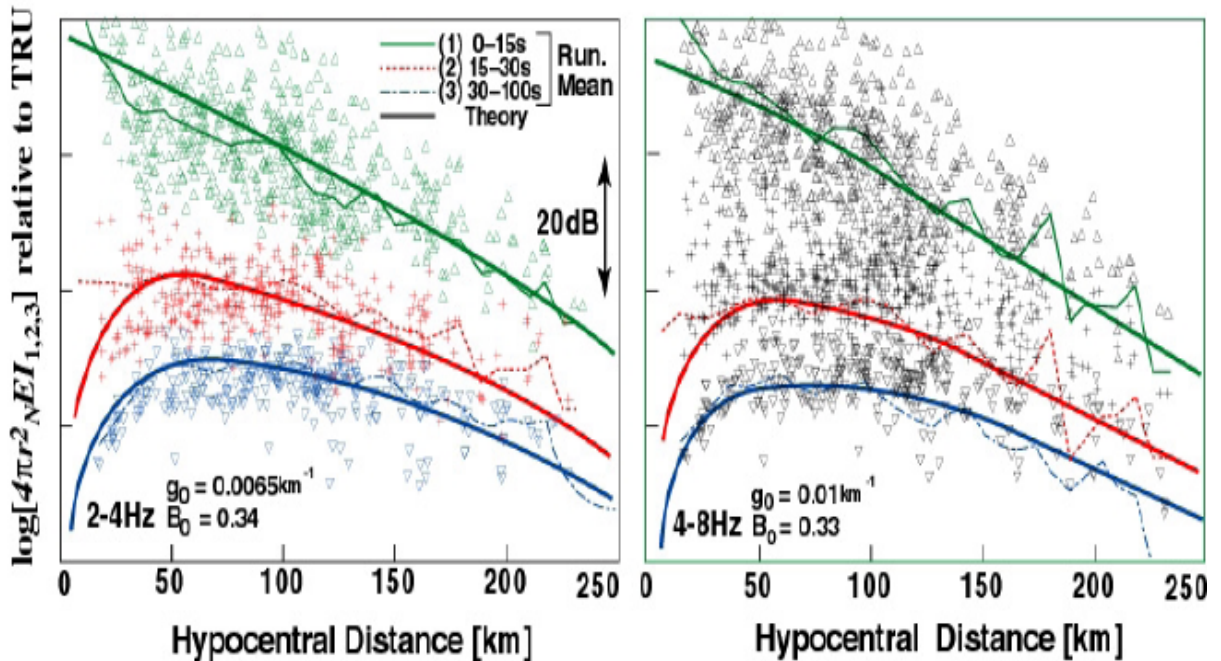


Fig. 2.27.- Primera aplicación del MLTWA a datos reales en Japón (extractada de Fehler et al., 1992). Los valores individuales de la energía integrada corregida de expansión geométrica vs. distancia, para las tres ventanas temporales en dos bandas de frecuencia se muestran como triángulos o cruces. Los promedios sobre ventanas móviles de 15km de distancia se señalan con líneas punteadas. Las curvas teóricas seleccionadas como mejor ajuste a los datos se muestran con líneas sólidas.

observadas en función de la distancia y la frecuencia, se calculan midiendo las amplitudes RMC de los sismogramas filtrados en una serie de bandas de paso elegidas de acuerdo a los datos. La energía de cada ventana debe ser corregida del efecto de sitio y del patrón de radiación de la fuente utilizando el método de NC, para lo cual se elige una ventana de coda a un tiempo $t_{ref} > 2t_s$ para evitar la contaminación con las ondas S directas, quedando

$$E_i(f, r_m) = \frac{e_i(f, r_m)}{E_{coda}(f, t_{ref})} 4\pi r_m^2 \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.118)$$

donde $e_i(f, r_m)$ es la amplitud RMC calculada en función de f y r_m integrada sobre cada una de las ventanas, $E_{coda}(f, t_{ref})$ es la energía de la coda observada al tiempo de referencia t_{ref} y $E_i(f, r_m)$ es la energía observada normalizada a la frecuencia f en la ventana i . La corrección por expansión geométrica se realiza multiplicando cada energía integrada por $4\pi r_m^2$.

Las curvas teóricas se obtienen integrando la (2.116) en cada intervalo de tiempo elegido $[t_i(r), t_{i+1}(r)]$

$$E_i^* = \int_{t_i(r)}^{t_{i+1}(r)} E(r, t) dt \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.119)$$

En esta aproximación debe asumirse un valor de v , la velocidad promedio de las ondas S. Las energías de la (2.116) se calculan para varios valores de L_e^{-1} y B_0 y se normalizan de modo que puedan compararse con diferentes espectros de fuente y efectos de sitio utilizando el método de NC.

$$Ec_i(r) = \log \left[\left(\frac{E_i^* / (t_{i+1}(r) - t_i(r))}{E(r, t^*)} \right) 4\pi r^2 \right] \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.120)$$

Las energías observadas $E_i(f, r_m)$ se comparan entonces con las energías integradas teóricas corregidas $Ec_i(r)$ para elegir la combinación más apropiada de L_e y B_0 en cada frecuencia. La elección puede hacerse en forma automática (Bianco y Del Pezzo 2002) por mínimos cuadrados, utilizando la función de desajuste (*misfit function*) entre los datos observados y el modelo (Hoshiya et al., 1991)

$$M(B_0, L_e^{-1}) = \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^3 (E_i(f, r) - Ec_i(r))^2 \quad (2.121)$$

Los parámetros del modelo, (η_i, η_s) , que mejor ajusta a los datos son función de L_e^{-1} y B_0 . Con ellos pueden calcularse los valores de Q_i^{-1} y Q_s^{-1} esperados despejando de la (2.112) las siguientes expresiones

$$\begin{aligned} Q_s^{-1} &= \nu B_0 / (L_e \omega) \\ Q_i^{-1} &= \nu (1 - B_0) / (L_e \omega) \end{aligned} \quad (2.122)$$

Esta aproximación sería adoptada por numerosos autores como modelo de absorción y *scattering* en la corteza ya que se acerca suficientemente a la solución general de la (2.115) tanto para *scattering* débil como fuerte y para diferentes configuraciones de fuente y receptor (Pujades et al., 1997, Ugalde et al., 1998, Bianco et al., 2002, Giampiccolo et al., 2006).

2.4.2.2 MÉTODO DE WENNERBERG (MWe)

Sobre la base del balance entre la energía dispersada desde las ondas directas y la energía en la coda, Frankel y Wennerberg (1987) propusieron una formulación sencilla para el decaimiento de la coda que diferencia explícitamente entre atenuación intrínseca y de *scattering* (sección 2.2.4.4). Su teoría es válida tanto para el *scattering* débil como para el fuerte e incluye implícitamente el *scattering* múltiple. Demostraron que el modelo de *scattering* simple no ajusta el decaimiento de coda cuando el *scattering* es moderado a fuerte ($Q \leq 150$); que el decaimiento de la coda es sensible al Q_i del medio y que el cociente entre la amplitud de la coda y la energía de la onda directa da una medida de la atenuación por *scattering*.

Wu (1985), utilizando la teoría de transporte de energía o transferencia radiativa (Sección 2.2.4.3), había encontrado que la forma de la curva de densidad de energía en función de la distancia podía ser usada para separar Q_s y Q_i . Zeng et al. (1991) demostraron que los modelos de *scattering* simple y múltiple y la teoría del transporte de energía podían unificarse en una única ecuación integral (2.115). Zeng (1991) desarrolló dos soluciones compactas de la (2.115) para el caso en que la fuente y el receptor coinciden en un punto. La primera solución considera *scattering* múltiple (SZ) y la segunda es una solución aproximada que combina el *scattering* simple y la difusión (SDZ) para obtener el *scattering* múltiple (2.116).

Los resultados para el *scattering* débil y fuerte mostraron que la solución híbrida (2.116) coincidía bastante bien con la solución exacta cuando la separación entre fuente y receptor era pequeña.

Varios autores (Phillips y Aki, 1986; del Pezzo et al., 1990; Abuvakirov y Gusev, 1990; Hoshiya, 1991; Mayeda et al., 1992; Fehler et al., 1992) habían observado una dependencia de Q_c con el lapso de tiempo considerado. Esta variación no podía ser explicada sólo por el efecto del *scattering* múltiple, como sugirió Zeng (1991), sino que requería variaciones de la atenuación intrínseca y/o de *scattering* en el volumen involucrado en la generación de codas

que se expandía con el lapso de tiempo.

Wennerberg (1993) postuló que, mientras la hipótesis de una distribución uniforme de heterogeneidades puntuales y la atenuación intrínseca no alcanzaban para justificar la dependencia temporal de Q_c , el modelo de *scattering* múltiple con esas hipótesis podía usarse para estimar las propiedades medias de un medio no uniforme. Dando una cuantificación de los papeles de la atenuación intrínseca y de *scattering* en la determinación de Q_c^{-1} , era posible separar, en principio, sus efectos a través de una combinación de medidas de Q_c y Q_d . Un sistema de ecuaciones lineales sencillo relacionaba las cantidades mencionadas a los parámetros físicos de ambas atenuaciones y proveía una medida independiente que podía compararse con la propuesta por Abuvakirov y Gusev (1990) para Q_s . Presentó una simulación numérica que comparaba la forma de onda del modelo SBS con el modelo de Zeng (1991) para fuente y receptor espacialmente coincidentes y con el modelo de flujo de energía. A partir de la enorme similitud entre ellos para un cierto lapso de tiempo, analizando las contribuciones del *scattering* y la absorción a la coda, observó que la atenuación intrínseca controlaba al Q_c y que ambos efectos combinados conducían a $Q_c^{-1} < Q_i^{-1}$. Este modelo implicaba que para que el *scattering* tuviera un efecto sobre la coda similar a la atenuación intrínseca, debía darse una relación $Q_s^{-1} > [5-15] Q_i^{-1}$ y a su vez, había predicho que Q_c^{-1} debía ser menor que Q_d^{-1} . La igualdad entre estos valores observada por Aki (1980b) fue explicada por Wennerberg como debida a un fenómeno de *scattering* débil.

Observando las desviaciones de los cocientes entre las envolventes del SBS y del SZ con el FE, para *scattering* débil y fuerte en función del tiempo libre medio ($\tau = t\omega/Q_s = t\eta_s\nu$), Wennerberg (1993) observó sus decaimientos exponenciales (Fig. 2.28). Si los cocientes de

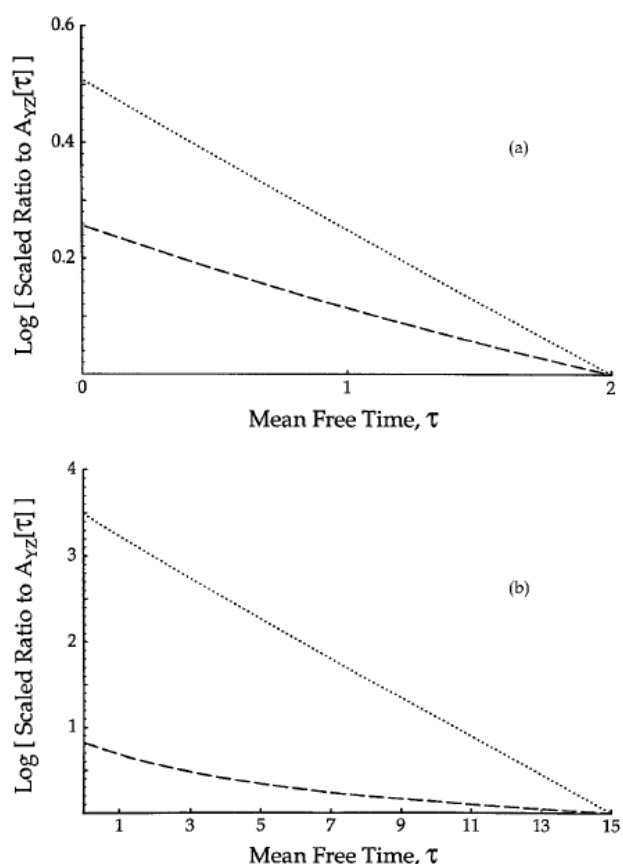


Fig. 2.28.- Logaritmos de los cocientes de las envolventes postuladas por el *scattering* simple (puntos) y el flujo de energía (segmentos) con los predichos por Zeng para *scattering* múltiple débil (a) y fuerte (b). Extractada de Wennerberg, 1993.

amplitudes pueden expresarse, genéricamente como $e^{-\delta r}$ entonces, la amplitud de la envolvente correspondiente a SBS se aproximaba por

$$A_{SBS}(t) \propto \frac{e^{\frac{-\omega t}{2Q_c}}}{t} \quad (2.123)$$

y la correspondiente al SDZ, se simplificaba en la expresión

$$A_{SDZ}(t) \propto \frac{e^{\frac{-\omega t}{2Q_s}(1-2\delta)}}{t} \quad (2.124)$$

De allí resultaba que, si no había atenuación intrínseca, un valor de Q_c observado podía relacionarse con el Q_s de Zeng (1991) a través de

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1-2\delta}{Q_s} \quad (2.125)$$

donde δ dependía del lapso de tiempo. La expresión de δ se estimaba mediante ajustes lineales de modo que como una buena aproximación numérica, Wennerberg (1993) estableció la relación

$$\frac{1}{Q_c(\tau)} = \frac{-1}{(4.44 + 0.738\tau)Q_s} \quad (2.126)$$

Si se incluía la atenuación intrínseca, entonces

$$\frac{1}{Q_c(\tau)} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1-2\delta(\tau)}{Q_s} \quad (2.127)$$

donde seguía siendo $1-2\delta(\tau) = -1/(4.44 + 0.738\tau)$ y a su vez, $\tau = 2\pi ft/Q_s$. Reuniendo la (2.127) con la (2.49) y suponiendo que la determinación de Q_d incluía ambos efectos de atenuación representando el efecto total de la atenuación, quedaba establecido un sistema de ecuaciones sencillo que permitía distinguir Q_i y Q_s . Despejando se obtenía

$$\frac{1}{Q_s} = \frac{1}{2\delta(\tau)} \left(\frac{1}{Q_d} - \frac{1}{Q_c(\tau)} \right) \quad (2.128)$$

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{1}{2\delta(\tau)} \left(\frac{1}{Q_c(\tau)} + \frac{2\delta(\tau)-1}{Q_d} \right) \quad (2.129)$$

Como Q_s^{-1} debe ser positivo, la expresión (2.128) implica que Q_d^{-1} debe ser mayor que Q_c^{-1} y que si Q_c^{-1} es cercano a Q_s^{-1} , entonces la atenuación por *scattering* debe ser muy pequeña (Wennerberg, 1993).

La implementación del método se realiza seleccionando valores de Q_d^{-1} y Q_c^{-1} estimados para un paquete de ondas directas y sus ondas coda a fin de analizar los efectos de la atenuación intrínseca y de *scattering* sobre las mismas ondas a lo largo de su propagación. Es así que deben seleccionarse lapsos de tiempo en la coda comparables a los tiempos de la propagación directa. Esto significa que si la onda directa demoró un tiempo $t_d = r/v$ en recorrer la trayectoria, las ondas coda habrán sido dispersadas en un elipsoide de semeje mayor $\tau = t_c = 2r/v$, para que se cumpla la validez del modelo SBS utilizado en la determinación de Q_c . Si no se dispone de los valores de Q_c correspondientes a t_c , estos pueden extrapolarse mediante la expresión del decaimiento de las amplitudes espectrales estimada previamente (Del Pezzo et al., 1995). En general los resultados de las aplicaciones del MWe que se encuentran en la bibliografía corresponden a tiempos de propagación de S o distancias hipocentrales muy cortos, como es en el caso de la sismología volcánica (Del Pezzo et al., 1995, Martínez Arévalo et al., 2003).

Reemplazando los valores de Q_d^{-1} y Q_c en las (2.128) y (2.129) se resuelven las ecuaciones de segundo grado que resultan del despeje de las mismas, obteniéndose los valores de Q_s y Q_i por el MWe.

2.4.3 ALGUNOS RESULTADOS DE LA SEPARACIÓN DE Q_s Y Q_i

La primera aplicación del método MLTWA, fue efectuada por Fehler et al. (1992) para la región de Kanto-Tokai, Japón (curva KTJ, Fig. 2.29). Para determinar los parámetros de atenuación utilizaron dos cocientes: 1) el cociente entre las energías integradas para la primera ventana (0-15 s) a 50 km y a 150 km de distancia hipocentral y 2) el cociente entre las energías integradas para 150 km y ventanas entre 0-15 s y 30-100 s. La corrección por efecto de sitio y función fuente fue realizada siguiendo el método de la onda coda indicado por Phillips y Aki (1986), quienes asumieron que la forma de la curva de decaimiento de la coda era la misma en todos los sitios y para todas las fuentes y que sólo difería su amplitud dependiendo del efecto de sitio y del factor fuente. Las bases físicas de la corrección, eran las mismas del método de FE (Frankel y Wennerberg, 1987). Para la banda de frecuencia entre 1 y 2 Hz, Fehler et al. (1992) no pudieron ajustar completamente los datos y atribuyeron esta deficiencia a la hipótesis de *scattering* isótropo y uniforme. En la región de Kanto-Tokai el efecto del *scattering* (0.0011) resultó ser menor que la absorción intrínseca. Para las frecuencias altas, Q_c^{-1} (0.0022) resultó aproximadamente igual a Q_i^{-1} (0.0021). A partir de mediciones sobre registros en tres componentes, llegaron a la conclusión de que los parámetros de atenuación eran independientes del movimiento de partículas.

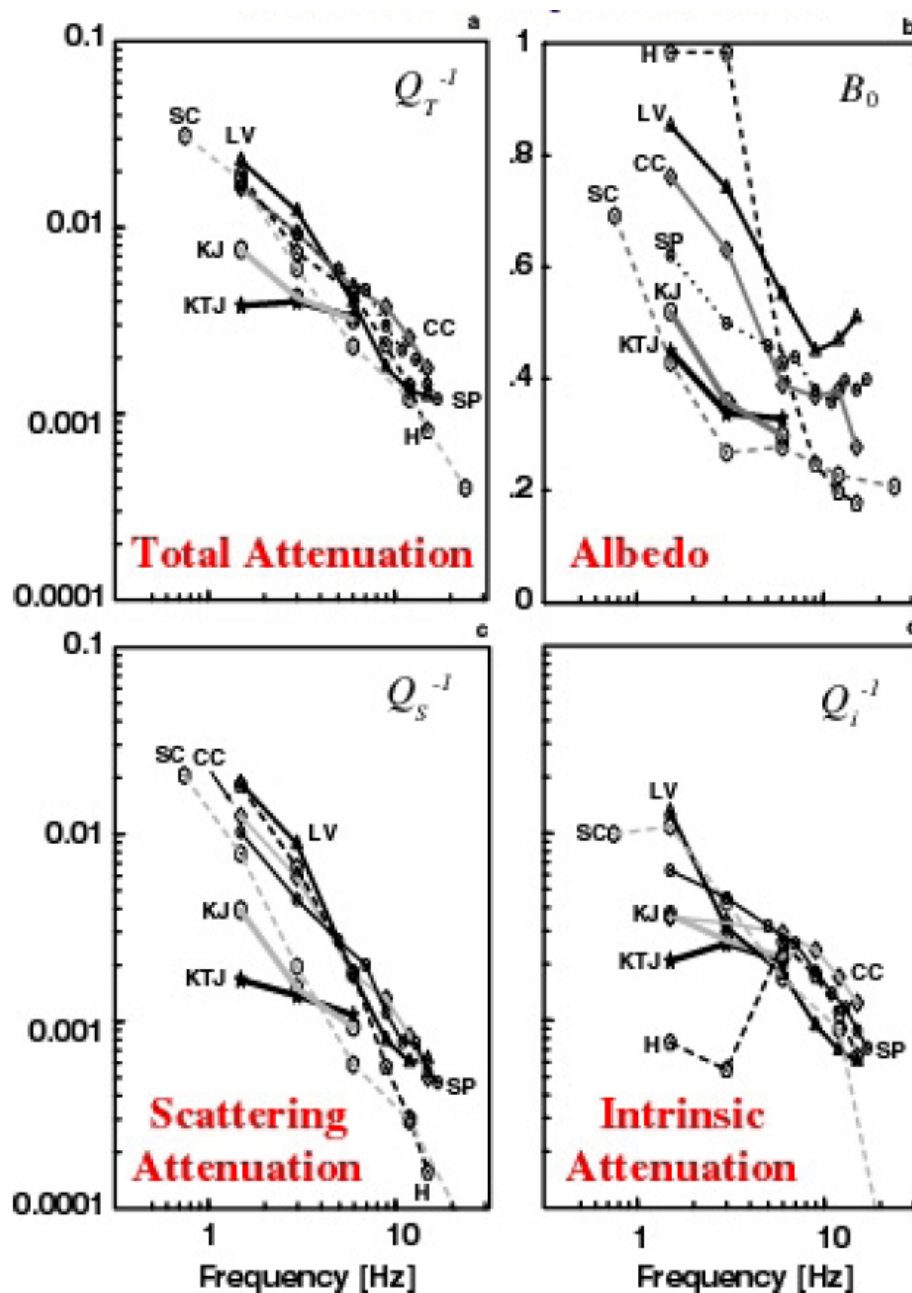


Fig. 2.29. Resumen de resultados obtenidos con el método MLTWA para varias regiones y frecuencias sobre ondas S: (a) atenuación total y (b) albedo sísmico; (c) atenuación por scattering y (d) atenuación intrínseca. KTJ: Kanto-Tokai, Japón (Fehler et al., 1992); KJ, Kanto, Japón (Hoshiya, 1993); LV, Long Valley, CC, Central California, H, Hawaii (Mayeda et al., 1992); SC, Southern California (Jin et al., 1994) y SP, datos de eventos entre 0-170km de profundidad en el sur de España (Akinci et al., 1995). Extractada de Sato y Fehler, 1998.

Hoshiya (1993) calculó los valores de la longitud de extinción y el albedo en Japón, aplicando el método de NC (Aki, 1980) para la corrección de los sismogramas. Halló un B_0 igual a 0.2-0.7 para las frecuencias 1-2 Hz y 0.1-0.3 para el intervalo 4-8 Hz. El Q_T^{-1} resultó cercano a 10^{-2} para 1 Hz y 10^{-3} para 10 Hz. Tanto la atenuación intrínseca como la de scattering dependían de la frecuencia en forma de potencia con exponentes 0.7 para Q_i^{-1} y 1.5 para Q_s^{-1} (curva KJ, Fig. 2.29). El rango de distancias hipocentrales elegido afectaba a los

resultados sobre todo en las frecuencias bajas, indicando la sobresimplificación al suponer isotropía y uniformidad espacial de la atenuación. Sobre la hipótesis del *scattering* anisótropo, Hoshiya(1995) estimó que en Japón occidental, la energía de la coda se concentraba justo atrás de la llegada de las ondas S mucho más de lo esperado para el modelo de *scattering* múltiple e isótropo. Explicó esta característica introduciendo una dependencia angular de tipo Gaussiana para el *scattering*.

Se han obtenido resultados del MLTWA en diversas regiones del mundo (Estados Unidos: Mayeda et al., 1992, Jin et al., 1994; España: Akinci et al., 1995; Pujades et al., 1997; Turquía: Akinci et al., 1995; Venezuela: Ugalde et al., 1998b; Grecia: Tselentis, 1998; México: Margerin et al., 1999; Norte de Chile: Hoshiya et al., 2001; Italia: Bianco et al., 2002, 2005, Giampiccolo et al., 2006; Francia: Lacombe et al., 2003; Japón: los ya mencionados y Matsunami y Nakamura, 2004; Holanda: Goutbeek et al., 2004; Alaska: Dutta et al., 2009, norte de la India: Padhy, 2009, Korea del Sur: Chung et al., 2010, entre otros). Sato y Fehler (1998) hicieron una síntesis de algunos de estos resultados como se muestra en la Fig. 2.29. Una amplia recopilación hecha por Del Pezzo y Bianco (2007) se presenta en el Capítulo V junto con los resultados de esta tesis (Fig. 5.4 a, b).

Mayeda et al. (1992) analizaron datos de numerosas estaciones en Hawaii, Long Valley y Central California entre 1.5 y 15 Hz. Jin et al. (1994) concluyeron que en el sur de California, el albedo y el *scattering* mostraban dependencia espacial para frecuencias por debajo de 6 Hz pero eran similares por encima de 6 Hz. La justificación hallada era que las frecuencias altas viajaban por la litósfera inferior más homogénea, resultando en una menor variación espacial de los parámetros. Así mismo, observaron muy poca variación en la atenuación intrínseca para las diferentes estaciones lo que mostraba cierta uniformidad del comportamiento anelástico en la región.

Akinci et al. (1995) aplicaron el MLTWA para comparar la atenuación en el sur de España y el oeste de Anatolia, Turquía, encontrando que el *scattering* dependía más de la frecuencia que la absorción intrínseca. En la Fig. 2.30, extractada de Akinci et al. (1995) puede verse que Q_c^{-1} se aproxima al Q_i^{-1} para ambas regiones y frecuencias intermedias, mientras que para las frecuencias altas se aproxima al Q_T^{-1} . En España, para frecuencias bajas, Q_c^{-1} es similar al Q_s^{-1} en las distancias cortas y permanece entre Q_i^{-1} y Q_s^{-1} para largas distancias. Pujades et al. (1997) extendieron el análisis hacia el sudeste de la península Ibérica, con resultados similares. De la regionalización surgió que la absorción intrínseca era más sensible a las características geológicas que el *scattering* (en cuencas Cuaternarias y

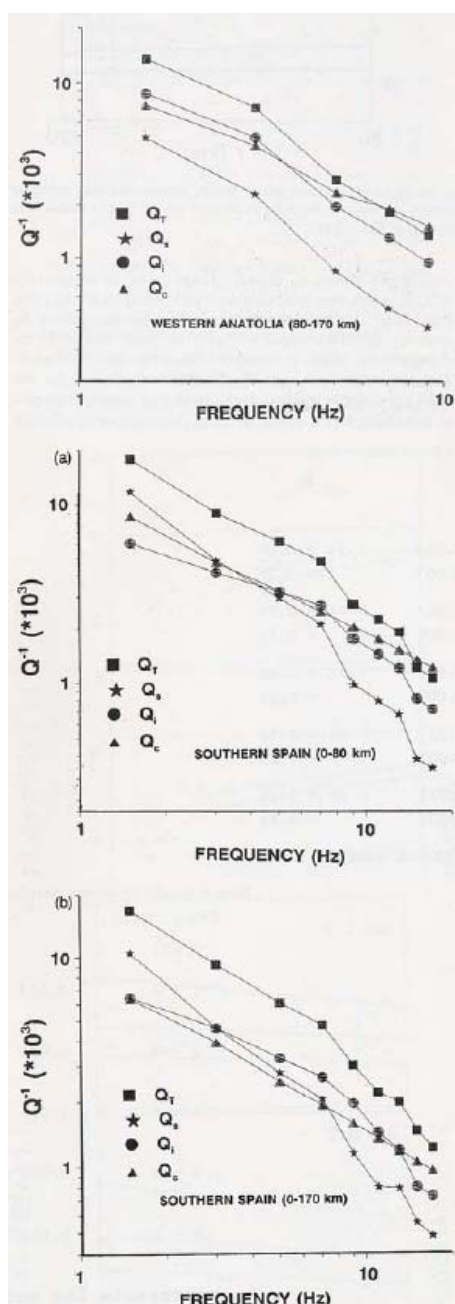


Fig. 2.30.- Q^{-1} total (cuadrados), de scattering (estrellas), intrínseco (círculos) y coda (triángulos) en función de la frecuencia obtenidos en el oeste de Anatolia, Turquía (arriba) y el sur de España (medio: distancias cortas y abajo: distancias largas). Extractada de Akinci et al. (1995).

Neógenas, $Q_s \sim 80$ y $Q_i \sim 100$; en rocas Paleozoicas, $Q_s \sim 200$ y $Q_i \sim 1000$). Por otra parte, Q_s^{-1} dominaba la atenuación a bajas frecuencias mientras que Q_i^{-1} predominaba en las altas frecuencias. Una importante conclusión de este trabajo fue que el uso de modelos de *scattering* múltiple en la separación de Q_i y Q_s , con la hipótesis de fuente y receptor coincidentes espacialmente, acarrea dificultades debido a que ambos parámetros están fuertemente acoplados en el ajuste de los datos (Akinci et al., 1995a)

Hoshiba (1994) consideró atenuación variable con la profundidad y una fuente con profundidad no nula, observando que en ese caso la corrección por NC podía no ser la más adecuada y que el decrecimiento de Q_c^{-1} con el lapso de tiempo era explicado por la estratificación. Hoshiba (1995, 1997) y Hoshiba et al. (1997) comprobaron que los resultados del MLTWA se veían muy afectados por el modelo de velocidades asumido. Hoshiba (1995) incorporó el *scattering* no isótropo observando que en este caso aumentaba la concentración de energía en la primera ventana temporal.

Margerin et al. (1998, 1999) examinaron la atenuación en un medio con una corteza de velocidad y *scattering* variables con la profundidad y un manto transparente, prestando atención a la transición entre el régimen de *scattering* múltiple y la difusión. Observaron que la forma de la coda estaba controlada por la estratificación mientras que el valor de Q_c era determinado por las fugas de energía desde la corteza hacia el manto. Yoshimoto (2000) extendió la simulación para el caso de un gradiente positivo de velocidad con la profundidad, demostrando que la hipótesis de velocidad uniforme sobrevaloraba el coeficiente de *scattering*. Según los resultados de Hoshiba et al. (2001) el mecanismo de la fuente no afectaba claramente a las ondas directas por encima de los 2 Hz y la atenuación por *scattering*

era comparable o menor que la atenuación intrínseca para un modelo simple de corteza y manto con dos capas de velocidad uniforme. Estos resultados contradecían a Margerin et al. (1999). Sin embargo, Lacombe et al., (2003) atribuyeron las discrepancias entre los resultados de Margerin et al. (1999) y Hoshiya et al. (2001) a las diferentes ventanas temporales utilizadas en ambos trabajos, sosteniendo que en el comienzo de la coda, la atenuación de la energía dependía de la distancia mientras que al final de la coda este decaimiento era constante e independiente de aquella. Lacombe et al. (2003) obtuvieron en Francia un modelo con una longitud de camino libre medio de 250 km y una longitud de absorción de 150km. Sin embargo resultaba difícil establecer un predominio de alguno de ellos.

Ugalde et al. (1998a) introdujeron el cálculo paralelo para reducir el tiempo de estima de las envolventes por el método numérico, permitiendo de este modo introducir modificaciones a las hipótesis del modelo más sencillamente que en la forma analítica. Bianco y Del Pezzo (2002, 2010) elaboraron un programa que permite estimar las envolventes mediante la aproximación analítica de Zeng (1991). Aplicándolo sobre los datos de Akinci et al. (1995) compararon sus resultados con aquellos del método numérico de Hoshiya (1991) encontrando que las discrepancias se daban en las distancias muy cortas (menores que 10 km) y principalmente en la primera ventana de energía.

Dutta et al. (2004) en Alaska obtuvieron una atenuación intrínseca similar a la de *scattering* en las bajas frecuencias (~ 1 Hz), mientras que a mayores frecuencias la absorción anelástica domina el proceso de atenuación, además Q_c^{-1} a 1Hz permanece entre Q_i^{-1} y Q_T^{-1} pero se acerca a Q_T^{-1} para frecuencias mayores. Padhy (2009) analizó datos del terremoto de Chamoli, India del año 1999 hallando una dependencia de ambos efectos de la atenuación con la frecuencia de la forma $Q_s^{-1} = 0.006 \pm 0.004 f^{0.89 \pm 0.33}$ y $Q_i^{-1} = 0.003 \pm 0.0005 f^{0.84 \pm 0.08}$ y atribuyendo el mayor *scattering* a la heterogeneidad lateral de la velocidad cortical.

Los resultados obtenidos usando el método de Wennerberg (1993) en la cuenca de Granada (Fig. 2.31, Del Pezzo et al., 1995) y en Grecia (Tselentis, 1998) mostraron un predominio de la atenuación intrínseca sobre la de *scattering* y valores de Q_c muy cercanos a Q_i . En cambio, los resultados del mismo método en el Volcán Etna (Fig. 2.31, Del Pezzo et al., 1995), en el Monte Vesubio (Bianco et al., 1999) y en Isla de Decepción (Martínez Arévalo et al., 2003) mostraron un predominio del *scattering* en zonas volcánicas. Este predominio ha sido confirmado en varias regiones usando diferentes modelos, por ejemplo con un método de separación basado en el modelo del flujo de energía (Frankel, 1991) aplicado en zonas

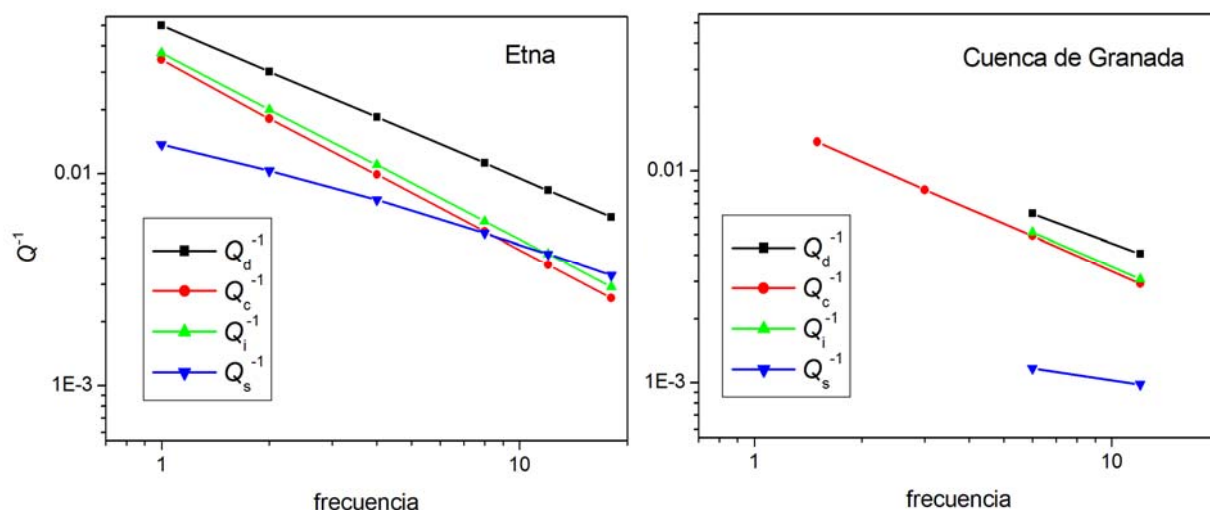


Fig. 2.31.- Valores de Q_d^{-1} , Q_c^{-1} , Q_i^{-1} y Q_s^{-1} Vs. frecuencia para el volcán Etna y la Cuenca de Granada obtenidos por Del Pezzo et al. (1995) con el método de Wennerberg (1983).

volcánicas de Italia (Del Pezzo et al., 1996), con el modelo de difusión aplicado en el Monte Vesubio (Del Pezzo et al., 2006) e incluso con el análisis de modelos 3D numéricos complejos en medios elásticos y viscoelásticos (OBrien y Bean, 2009).

El número de aplicaciones del método de Wennerberg que pueden hallarse en la bibliografía, es menor al de las aplicaciones del MLTWA seguramente debido a que las mismas expresiones que lo caracterizan eliminan a todos aquellos datos que resulten en un $Q_d > Q_c$ y además debido a la exigencia del uso de un par de ventanas temporales relacionadas a través de $t_c = 2t_s$ que en algunos casos resulta en amplitudes de coda al nivel del ruido. Como señaló Wennerberg (1993), sería necesario incorporar modelos no uniformes de heterogeneidad y absorción a la envolvente de coda, sin embargo el *scattering* múltiple resulta útil para obtener valores promedio de los parámetros en el volumen definido por el lapso de tiempo de coda.

2.5 MÉTODOS SELECCIONADOS PARA SU APLICACIÓN

En el presente capítulo se ha recorrido la evolución de los modelos y métodos de determinación de la atenuación de ondas coda; se han presentado algunos métodos de determinación del factor de calidad de ondas directas para el caso de terremotos locales considerando dependencia o independencia de la atenuación con la frecuencia y se han analizado dos métodos de separación de la atenuación intrínseca y de *scattering* sobre la base de los modelos de generación de ondas coda antes analizados.

En el capítulo siguiente se describirá en detalle la geodinámica interna de la región en

estudio y se presentarán los datos sismológicos para el análisis. Es por eso que en este punto deben elegirse los métodos a aplicar para así poder establecer los requisitos que deberán satisfacer los datos. Esta selección se efectúa de acuerdo a las observaciones realizadas en las secciones 2.2.5, 2.3.3 y 2.4.3 y teniendo en cuenta los trabajos previos de determinación de la atenuación sísmica en la Región de Nuevo Cuyo (RNC).

En el Capítulo IV y en el caso de la atenuación de ondas coda, se asumirá la validez del *scattering* simple utilizándose los métodos SBS (Sección 2.2.3.1) y SIS (Sección 2.2.3.2) en función de la frecuencia, el tiempo de coda y la profundidad focal para poder comparar a la RNC con otras regiones sísmicamente activas del mundo. La atenuación de ondas directas (P y S) se analizará mediante diferentes técnicas sobre el mismo conjunto de datos. En primer lugar se utilizará el ME (Sección 2.3.2.2) en función de la frecuencia, luego se aplicarán el APP (2.3.2.1) para analizar la atenuación de las ondas P directas independientemente de la frecuencia, el NC (2.3.2.4) para estudiar la atenuación de las ondas S directas y el DRE (2.3.2.3) para el análisis de ondas Lg o Sg según el caso. Finalmente se implementarán el MLTWA (2.4.2.1) y el MWe (2.4.2.2) para la separación de los efectos de absorción y *scattering*.