



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO
FACULTAD DE INGENIERIA

**ANALISIS CINEMATICO DE LA RESPUESTA
SISMICA DEL VALLE DE MEXICO**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN INGENIERIA
(MECANICA DE SUELOS)**

PRESENTA:

MARIA ZARATE VAZQUEZ



MEXICO, D. F.

JUNIO DE 1999



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

T. UNAM
1999



ZAR
E.2

DEPFI

A tí, que has estado...aquí...conmigo...siempre.

G(2)504453

**A José y Alicia
mis mejores amigos y maestros
pero sobre todo,
los mejores padres**

**A mis hermanos
Julio, Memo, Eloy, Alicia,
Ofelia, Lalo y Pepe**

**A mis sobrinos
Lina, Elo, Jaimito, Gaby,
Chris, Johnny, Neyita**

ÍNDICE

RESUMEN	2
ABSTRACT	3
I INTRODUCCIÓN	4
II ONDAS SÍSMICAS	7
III REPRESENTACIÓN DEL CAMPO ONDULATORIO EN EL DOMINIO DEL NÚMERO DE ONDA	19
IV MOVIMIENTO SÍSMICO DEL TERRENO EN EL VALLE DE MÉXICO	34
V ANÁLISIS DE DATOS SÍSMICOS REGISTRADOS POR LA RACM	43
VI CONCLUSIONES	63
AGRADECIMIENTOS	66
REFERENCIAS	67

RESUMEN

Se presenta un método para el análisis espectral de los componentes horizontales del movimiento debido a la propagación de un campo ondulatorio en una región instrumentada. Se considera que el movimiento registrado es un campo aleatorio homogéneo cuya representación espectral, al igual que en los procesos estacionarios, consiste en la superposición de las ondas que se propagan. La densidad de potencia del espectro frecuencia-número de onda suministra el valor cuadrático medio de la amplitud de estas ondas, así como su velocidad y dirección de propagación.

En esta formulación se hace una descomposición cinemática del movimiento en términos de componentes ondulatorios que producen desplazamientos en la dirección de propagación (componente longitudinal) y en la dirección perpendicular (componente transversal). Para cada componente se estima la densidad de potencia del espectro frecuencia-número de onda. En particular, el análisis de estos espectros permite reconocer que los componentes longitudinal y transversal son el resultado de la interacción de varias ondas. El interés es identificar los términos más significativos de estos componentes y suministrar sus amplitudes, velocidades y direcciones de propagación para, confirmar o reinterpretar las observaciones e hipótesis formuladas por varios autores acerca de la naturaleza del movimiento del terreno en el valle de México. En este trabajo se muestran los resultados obtenidos con los datos registrados por la Red Acelerométrica de la Ciudad de México (RACM) correspondientes a dos sismos para los que se pudo establecer una escala de tiempo común. El primero es de subducción con magnitud $M_s=6.9$, ocurrido en las costas de Guerrero, a 300 Km de la ciudad el 25 de abril de 1985. El segundo es de fallamiento normal con epicentro localizado frente a las costas de Michoacán y $M_s=7.1$, ocurrido el 11 de enero de 1997.

ABSTRACT

A method to compute spectral analysis of the horizontal components due to a wave field propagation on an instrumented region is presented. The recorded motion is considered like an homogeneous random field. Its spectral representation is obtained by a propagation waves superposition. The frequency-wavenumber power spectrum gives the distribution of energy with different wave velocities and directions of propagation.

A kinematic decomposition of the motion in terms of wave components is used in this formulation. It produces displacements in the direction of propagation and in the perpendicular direction. The frequency-wavenumber power spectra are estimated to each component. The aim is to identify the most important terms of these components and to know their amplitudes, velocities and directions of propagation. Results obtained by this method will be applied to confirm or to reinterpret the hypothesis of ground motion Mexico's valley, formulated by others authors.

Time history of two earthquakes recorded by the Accelerometric Mexico's City Net were analyzed in this work. Data were fixed including a common time reference. The first seism, is a subduction earthquake with $M_s=6.9$ magnitude occurred at Guerrero coast on April 25th, 1989. The second one is a normal faulting earthquake with $M_s=7.1$ magnitude, located in front of Michoacan coast and occurred on January 11th, 1997.

I

INTRODUCCIÓN

El análisis de datos sísmicos que provienen de un arreglo de sensores ha sido de gran utilidad para el estudio de la propagación de ondas, en particular, para discriminar entre temblores de origen natural y explosiones nucleares subterráneas. Con este fin, en los 1960s y 1970s se difundió ampliamente el empleo de arreglos sísmicos de gran apertura, generalmente diseñados para la detección óptima de eventos regionales y telesísmicos. Por ejemplo, el LASA (Large Amplitude Seismic Array), localizado en Montana (EUA), fue un arreglo de 525 sismómetros de periodo corto que cubría un radio de 100 km mediante grupos de 25 sensores ordenados concéntricamente. En cada grupo, los sensores estaban distribuidos en igual forma en un área de 3.5 km de radio (Green *et al.*, 1965). Otro arreglo de gran apertura fue NORSAR, localizado al norte de Noruega. Con una configuración similar, NORSAR estaba formado por 132 sismómetros de periodo corto y cubría un radio de 50 km. Los sensores de estos dos arreglos sólo registraban el componente vertical del movimiento. Con el transcurso de los años, el empleo de arreglos de sensores sísmicos de un solo componente ha sido muy provechoso en la detección de primeros arribos y en la identificación de las direcciones y velocidades aparentes de los campos de ondas incidentes. En su trabajo, Ringdal y Husebye (1982) hacen una revisión detallada de estas experiencias.

Desde los primeros análisis, se han admitido hipótesis que permiten caracterizar al movimiento mediante estimadores de la densidad de potencia del movimiento en el dominio frecuencia-número de onda. Se ha supuesto que el movimiento registrado por un arreglo de sensores es un proceso aleatorio estacionario con media cero y desviación estándar σ . Cuando el movimiento es coherente, la varianza del proceso es un buen estimador de la densidad de potencia espectral (Yaglom, 1962). Sin embargo, la resolución de este estimador convencional se pierde rápidamente cuando la coherencia entre los

registros disminuye. Por ello, los estimadores que mayor difusión han recibido son los de alta resolución.

El primero de ellos es el filtro de máxima verosimilitud (Capon, *et al.*, 1967, Capon, 1969, Kværna y Doornbos, 1986), especialmente recomendado para analizar el movimiento registrado por sensores distribuidos en forma irregular.

En el análisis de datos telesísmicos, es común clasificar los componentes de un campo ondulatorio como P o S si las velocidades aparentes son mayores o menores que 6 km/s, respectivamente (Aki y Richards, 1980). En muchas ocasiones, el valor de la velocidad aparente no es suficiente para una correcta clasificación, por ello, si se cuenta con sensores de tres componentes, se puede recurrir a un análisis del movimiento de partícula siguiendo métodos similares al propuesto por Jurkevics (1988). Mykkeltveit *et al.* (1983) señalan que esta forma de proceder permite distinguir fases Pn de Pg y Sn de Lg, aunque reconocen que la separación consistente es difícil de realizar.

Con los acelerogramas del gran temblor de Michoacán del 19 de septiembre de 1985 ($M_s=8.1$) se inició el estudio del movimiento sísmico registrado por una colección de sensores distribuidos en el valle de México, la coherencia entre estos registros permitió identificar claramente la presencia de dos componentes ondulatorios, de periodo largo y corto, que sirvieron para la calibración de un modelo de corteza para el trayecto que siguió el campo ondulatorio desde la fuente sísmica hasta el valle de México. Después de este macrosismo se instaló una extensa red de acelerómetros en el valle: la Red Acelerométrica de la Ciudad de México (RACM). Actualmente, esta red cuenta con más de 100 acelerómetros de tres componentes distribuidos irregularmente en un área de 600 km².

Con esta red se han registrado más de diez temblores intensos y moderados. Particularmente, el sismo del 25 de abril de 1989, con epicentro en las costas de Guerrero y $M_s=6.9$, dejó huella del paso de ondas sísmicas en numerosos registros. En efecto, la coherencia entre los registros reveló la presencia de componentes ondulatorios que se propagaron a través del valle. Las características de estos componentes han permitido formular hipótesis sobre la interacción de éstos con la estructura geológica situada bajo los depósitos lacustres del valle de México.

El objetivo de este trabajo es analizar los componentes ondulatorios del movimiento sísmico del valle de México registrado por la RACM.

En particular, se discute la utilidad de analizar los componentes ondulatorios que producen desplazamientos en la dirección de propagación y en la dirección perpendicular. Para realizar esta descomposición, de carácter cinemático, se diseñó un filtro de máxima verosimilitud con que se estiman los espectros de potencia de estos componentes en el dominio frecuencia-número de onda. Los resultados se examinan en una representación espectral en que se indican las amplitudes, direcciones y velocidades de propagación de las ondas con polarización longitudinal y transversal.

Este trabajo se divide en seis capítulos. En el primero se describen la introducción y el objetivo. En el segundo se ilustran los tipos de ondas sísmicas y las ecuaciones que controlan su propagación. Se discuten los conceptos de dispersión y velocidades de fase y de grupo. Como ejemplo, se examina la propagación de un campo de desplazamientos en un medio dispersivo.

En el tercer capítulo se discute el significado de la representación de un campo ondulatorio en el dominio del número onda. También se describe una formulación para la descomposición cinemática del campo de desplazamientos. Además, se define el concepto de densidad de potencia espectral y se presenta el diseño de un filtro multidimensional de máxima verosimilitud para la estimación espectral de los componentes cinemáticos del campo de desplazamientos. Finalmente, se muestran los límites de la resolución espectral de un arreglo sísmico mediante el patrón de respuesta del arreglo o *array response pattern* (Capon, 1969, Aki y Richards, 1980).

En el cuarto capítulo se hace una breve descripción de la geología superficial y profunda del valle de México. También se describen los trabajos de varios autores acerca de la coherencia del movimiento sísmico registrado en el valle de México. Particularmente, la coherencia entre los registros ha favorecido la formulación de hipótesis que explican la naturaleza del movimiento del terreno, mediante la interacción del campo incidente con la geología superficial y profunda del valle.

En el quinto capítulo se describe el procedimiento, para estimar los espectros de potencia del movimiento sísmico registrado por la RACM, producido por dos sismos, uno de subducción originado en la brecha de Guerrero y otro de fallamiento normal con epicentro localizado frente a las costas de Michoacán, con magnitudes $M_s=6.9$ y 7.1 , respectivamente. Se presentan resultados que ilustran la utilidad de este tipo de análisis para identificar los componentes del campo sísmico incidente así como algunas de las características de la geología del subsuelo del valle de México.

En el sexto capítulo se discuten las conclusiones y se comenta la utilidad de los datos registrados por la RACM.

II

ONDAS SÍSMICAS

Las rupturas de la corteza son perturbaciones naturales que producen vibraciones en la Tierra. La energía que se libera, se disipa principalmente en forma de calor y en menor cantidad irradiada en forma de ondas sísmicas. En este capítulo se describen los tipos de ondas sísmicas y las ecuaciones que controlan su propagación.

II.1 TIPOS DE ONDAS SÍSMICAS

Existen dos tipos principales de ondas sísmicas, las que se propagan a través del interior de la Tierra, llamadas ondas de cuerpo, y otras que lo hacen sobre la superficie, con amplitud que disminuye al aumentar la profundidad, llamadas ondas superficiales.

Las ondas de cuerpo que producen desplazamientos de las partículas en la dirección de propagación se conocen como ondas P, longitudinales, compresionales o primarias. Si el desplazamiento de las partículas es perpendicular a la dirección de propagación, se denominan ondas S, transversales, de corte o secundarias. Cuando una onda S produce desplazamientos en las partículas sólo en el plano horizontal, recibe el nombre de onda SH. Si las partículas se desplazan en un plano vertical se denominan SV.

Las ondas superficiales conocidas como ondas de Rayleigh producen desplazamientos que describen trayectorias elípticas retrógradas en el plano vertical orientado en la dirección de propagación. Las ondas de Love producen desplazamientos de las partículas en el plano horizontal, perpendiculares a la dirección de propagación. En la figura II.1 se ilustra la propagación de estas ondas

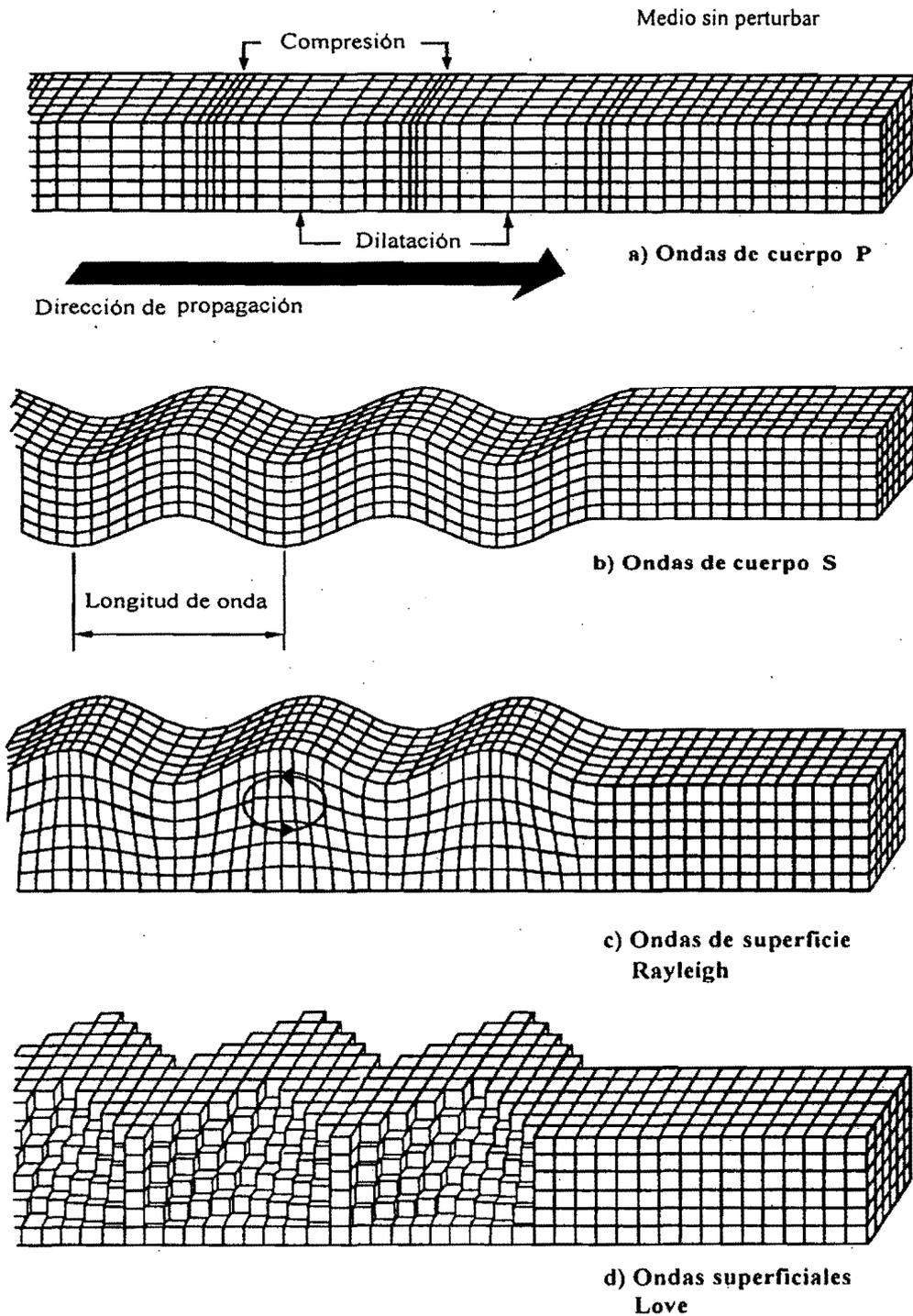


Figura II.1 Propagación de ondas sísmicas a) Ondas P, longitudinales o de compresión, b) Ondas S transversales o de corte, c) Ondas de superficie Rayleigh y d) Ondas de superficie Love (Sauter, 1989)

II.2 PROPAGACIÓN DE ONDAS SÍSMICAS

En sismología es usual considerar que la Tierra es un semiespacio elástico lineal, homogéneo e isótropo. De acuerdo con estas hipótesis, la propagación de ondas P o S está controlada por la ecuación de onda. Si se propagan simultáneamente ondas P y S, se debe resolver la ecuación de equilibrio dinámico en el interior de un medio continuo conocida como ecuación de Navier (Fung, 1977)

$$(\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \bar{u}) + \mu\nabla^2 \bar{u} + \bar{F} = \rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (\text{II.1})$$

donde, el desplazamiento $\bar{u} = \bar{u}(\bar{x}, t) = (u_x(\bar{x}, t), u_y(\bar{x}, t), u_z(\bar{x}, t))$ es un campo vectorial, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ es el operador gradiente, \bar{F} es el campo vectorial de fuerzas de cuerpo, ρ es la densidad de masa, λ y μ son las constantes elásticas de Lamé.

Considérese la descomposición de Helmholtz

$$\nabla^2 \bar{u} = \nabla(\nabla \cdot \bar{u}) - \nabla \times (\nabla \times \bar{u}) \quad (\text{II.2})$$

si esta ecuación se sustituye en la (II.1) se obtiene la siguiente relación

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \bar{u}) - \mu\nabla \times (\nabla \times \bar{u}) + \bar{F} = \rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (\text{II.3})$$

Esta expresión es otra forma de la ecuación de Navier. Si el campo de desplazamientos $\bar{u}(\bar{x}, t)$ satisface la ecuación (II.3) y si las fuerzas de cuerpo y los valores iniciales de $\dot{\bar{u}}$ y \bar{u} están expresados en términos de potenciales de Helmholtz, se tiene (Aki y Richards, 1980)

$$\bar{F} = \nabla\Phi + \nabla \times \bar{\Psi}$$

$$\dot{\bar{u}}(x, 0) = \nabla A + \nabla \times \bar{B} \quad (\text{II.4})$$

$$\bar{u}(x, 0) = \nabla C + \nabla \times \bar{D}$$

con

$$\nabla \cdot \bar{\Psi} = \nabla \cdot \bar{B} = \nabla \cdot \bar{D} = 0 \quad (\text{II.5})$$

donde Φ , A y C son campos potenciales escalares y $\bar{\Psi}$, \bar{B} y \bar{D} son campos potenciales vectoriales.

Entonces, existen potenciales de desplazamiento ϕ y $\bar{\psi}$ con las siguientes propiedades

$$\bar{u} = \nabla\phi + \nabla \times \bar{\psi} \quad (\text{II.6})$$

$$\nabla \cdot \bar{\psi} = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\Phi}{\rho} + \alpha^2 \nabla^2 \phi \quad \text{con} \quad \alpha = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho} \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial t^2} = \frac{\bar{\Psi}}{\rho} + \beta^2 \nabla^2 \bar{\psi} \quad \text{con} \quad \beta = \sqrt{\mu/\rho} \quad (\text{II.9})$$

Donde α y β son velocidades de propagación de ondas P y S, respectivamente. A la vez, $\nabla\phi$ y $\nabla \times \bar{\psi}$ son los componentes de onda P y de onda S, respectivamente. Este resultado se conoce como teorema de Lamé y se utiliza en los problemas de propagación de ondas, en que se desarrollan cambios de forma y de volumen, ante la propagación de ondas P y S, simultáneamente.

Si \bar{F} es nulo y \bar{u} es un campo en que los desplazamientos producen cambio en el volumen sin cambio de forma ($\nabla \times \bar{u} = 0$), de la ecuación (II.3) se llega a la ecuación que describe la propagación de ondas P

$$\nabla^2 \bar{u} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (\text{II.10})$$

Si \bar{u} sólo produce cambio de forma sin cambio de volumen ($\nabla \cdot \bar{u} = 0$), se tiene la ecuación que describe la propagación de ondas S

$$\nabla^2 \bar{u} = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (\text{II.11})$$

Las ecuaciones (II.10) y (II.11) pueden escribirse en forma general como

$$\nabla^2 \bar{u} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \quad (\text{II.12})$$

Si se hacen nulos los potenciales de las fuerzas de cuerpo (Φ y $\bar{\Psi}$) y se considera que la dependencia en el tiempo del campo de desplazamiento es de la forma $\bar{u}_0 \exp(i\omega t)$, entonces las ecuaciones (II.8) y (II.9) se pueden escribir como

$$\nabla^2 \phi + \kappa_p^2 \phi = 0 \quad (\text{II.13})$$

y

$$\nabla^2 \bar{\psi} + \kappa_S^2 \bar{\psi} = 0 \quad (\text{II.14})$$

siendo $\kappa_P = \omega/\alpha$ y $\kappa_S = \omega/\beta$ los números de onda en las direcciones de propagación para las ondas P y S, respectivamente. En estas expresiones $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular y f la frecuencia natural.

La existencia de superficie libre de esfuerzos y otras superficies de discontinuidad en el interior de la tierra pueden producir un acoplamiento de energía que da origen a las ondas superficiales y/o de interfaz. Si se considera la presencia de ondas P y S en un medio homogéneo seminfinito, limitado por una superficie plana libre de esfuerzos, se puede producir un acoplamiento de propagación horizontal entre ellas dando lugar a ondas superficiales de Rayleigh. Las propiedades más importantes de estas ondas son que su amplitud disminuye con la profundidad, que su velocidad de fase es menor que la de las ondas S, y que los desplazamientos en la superficie del terreno describen trayectorias elípticas retrógradas y están contenidos en el plano de incidencia, que es vertical.

Es decir, ante la propagación de ondas de Rayleigh se tiene que $c < \beta < \alpha$. Si el plano x - y es horizontal, los números de onda vertical, en dirección del eje z , son imaginarios y adquieren la siguiente forma

$$\kappa_P = -ilf_\alpha \quad \text{con} \quad f_\alpha = (1 - c_R^2/\alpha^2)^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

$$\kappa_S = -ilf_\beta \quad \text{con} \quad f_\beta = (1 - c_R^2/\beta^2)^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

$$l = \omega/c_R \quad (\text{II.17})$$

donde c_R es la velocidad de propagación de ondas de Rayleigh y l es el número de onda horizontal. El signo negativo se ha tomado para garantizar que la atenuación sea en el sentido positivo del eje z , es decir, cuando aumenta la profundidad. Por ejemplo, en ausencia de excitación, los potenciales de desplazamiento adquieren la siguiente forma

$$\phi = A \exp(-i\kappa_P z) \exp(-ilx) \exp(i\omega t) = A \exp(-lf_\alpha z) \exp(-ilx) \exp(i\omega t) \quad (\text{II.18})$$

$$\bar{\psi} = B \exp(-i\kappa_S z) \exp(-ilx) \exp(i\omega t) = B \exp(-lf_\beta z) \exp(-ilx) \exp(i\omega t) \quad (\text{II.19})$$

en que los términos $\exp(-lf_\alpha z)$ y $\exp(-lf_\beta z)$ controlan las atenuaciones con la profundidad. Imponiendo condiciones de superficie libre, las ecuaciones de movimiento conducen a la siguiente expresión

$$4f_\alpha f_\beta + (f_\beta - 1)^2 = 0 \quad (\text{II.20})$$

Esta expresión se conoce como ecuación de Rayleigh. Es una ecuación cúbica en c^2 que tiene una raíz real c_R que cumple con la desigualdad $c_R < \beta < \alpha$. Esta es la velocidad de fase de las ondas de Rayleigh.

Las primeras observaciones en los registros sísmicos pusieron de manifiesto la presencia de ondas con movimiento horizontal, perpendicular a la dirección de propagación, que precedían inmediatamente a las ondas de Rayleigh y que no podían ser explicadas por la teoría de éstas. En 1911, Love desarrolló una teoría para explicar su propagación. Supuso un estrato homogéneo de espesor uniforme H con propiedades ρ_1 y β_1 , apoyado en un semiespacio con propiedades ρ_2 y β_2 , con la condición de que $\beta_1 < \beta_2$. Adicionalmente, impuso que $u_x = u_z = 0$ y que $u_y \neq 0$ cumpliera la ecuación de onda

$$\nabla^2 u_{y_j} + \kappa_j^2 \frac{\partial^2 u_{y_j}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{para } j = 1, 2 \quad (\text{II.21})$$

Aquí el índice $j=1,2$ denota al estrato y al semiespacio, respectivamente. Si se imponen las condiciones de frontera en ausencia de excitación, se llega a

$$\tan(\kappa_j \gamma_j H) = i(\mu_2 \gamma_2) / (\mu_1 \gamma_1) \quad (\text{II.22})$$

con

$$\gamma_j = (c^2 / \beta_j^2 - 1)^{1/2} \quad , \quad j = 1, 2 \quad (\text{II.23})$$

Esta ecuación se conoce como ecuación de Love y tiene una infinidad de raíces reales relacionadas con los modos de propagación (Aki y Richards, 1980). La raíz c_L es la velocidad de fase para el primer modo o modo fundamental de ondas de Love y cumple con la desigualdad $\beta_1 < c_L < \beta_2$.

II.3 DISPERSIÓN DE ONDAS SUPERFICIALES: VELOCIDADES DE FASE Y DE GRUPO

Las ecuaciones (II.20) y (II.22) son relaciones entre las velocidades de fase c_R y c_L y el número de onda $\bar{\kappa}$. Estas se conocen como ecuaciones de dispersión de ondas superficiales. También se pueden interpretar como relaciones que describen las variaciones de la velocidad de fase en función de la frecuencia $c_F(\omega)$. Debido a esta dependencia, las ondas de distinta frecuencia viajan con distinta velocidad. Por ello, típicamente, al aumentar el trayecto aumenta la duración del movimiento sísmico.

Supóngase que $u(t - x/c)$ es el desplazamiento producido por la propagación de una onda plana con velocidad c en la dirección positiva del eje x . Si c es independiente de la frecuencia y se calcula la transformada de Fourier de $u(x, t)$ en el dominio del tiempo, se obtiene el espectro de Fourier $U(x, \omega)$ de acuerdo con la siguiente expresión

$$\int_0^{\infty} u(t - x/c) \exp(-i\omega t) dt = U_0(\omega) \exp(-i\omega x/c) \quad (\text{II.24})$$

donde $U_0(\omega)$ es la transformada de Fourier de $u(x, t)|_{x=0}$. Esta expresión muestra que la transformada de Fourier temporal de una función de onda es el espectro de Fourier de esta función, modificado por el término armónico $\exp(-i\omega x/c)$ que representa la propagación de una onda plana a lo largo del eje x . En este caso, el espectro de Fourier del movimiento $U_0(\omega)$ no varía durante la propagación, sólo se retrasa un tiempo $t_0 = x/c$, con respecto al movimiento en $x=0$.

Si se considera que $c = c_F(\omega)$ es función de la frecuencia y $\kappa(\omega) = \omega/c_F(\omega)$ es el número de onda, la transformada inversa de Fourier del campo de desplazamientos $U(x, \omega)$ admite la siguiente representación

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\omega) \exp(i\omega(t - x/c_F(\omega))) d\omega \quad (\text{II.25})$$

Haciendo un desarrollo de Taylor de $\kappa(\omega)$ alrededor de la frecuencia $\omega = \omega_0$, esta expresión se puede escribir como

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\omega) \exp\left(i\omega\left(t - x \frac{\partial \kappa}{\partial \omega}\right)\right) d\omega \quad (\text{II.26})$$

Si $U_0(\omega) = \delta(\omega \pm \omega_0)$, donde $\delta(\cdot)$ es la función delta de Dirac (Papoulis, 1962), significa que el desplazamiento está compuesto de un par armónico de frecuencia $\pm \omega_0$, es decir, que toda la energía del movimiento está concentrada sólo en estas frecuencias. Este componente armónico no se dispersa, pues la propagación se realiza con velocidad constante dada por el inverso de $\partial \kappa / \partial \omega|_{\omega=\pm \omega_0}$. Bajo esta hipótesis, la solución de la ecuación (II.26) es

$$u(x, t) = \cos\left(t - x \frac{\partial \kappa}{\partial \omega}\bigg|_{\omega=\pm \omega_0}\right) \quad (\text{II.27})$$

En particular, sólo si se hace $c_F(\omega) = c$ independiente de la frecuencia, se tiene que $\partial \kappa / \partial \omega = 1/c$ y con ello, se verifica la igualdad $u(x, t) = u(t - x/c)$. Este problema fue estudiado por Love en 1911, quien concluyó que si $c_F(\omega)$ depende de la frecuencia, el paquete de energía contenido alrededor de la frecuencia ω_0 , se propaga con una velocidad

que no satisface la ecuación de dispersión (II.22). Usualmente esta velocidad de propagación, conocida como velocidad de grupo, adquiere la siguiente representación

$$c_G(\omega) = \left(\frac{\partial \kappa}{\partial \omega} \right)^{-1} = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} \quad (\text{II.28})$$

Puede demostrarse que la relación entre las velocidades de fase $c_F(\omega)$ y de grupo $c_G(\omega)$ está dada por la siguiente expresión

$$c_G(\omega) = c_F^2(\omega) \left[\frac{1}{c_F(\omega) - \omega \frac{\partial c_F(\omega)}{\partial \omega}} \right] \quad (\text{II.29})$$

Esta ecuación permite verificar que cuando c_F es independiente de la frecuencia, se tiene que $c_F = c_G = c$.

Supóngase que en un medio, la velocidad de fase está dada por la siguiente expresión

$$c_F(\omega) = \beta_1 + (\beta_2 - \beta_1) \frac{\omega}{\omega + \omega_c} \quad (\text{II.30})$$

donde β_1 y β_2 son velocidades constantes y ω_c es una frecuencia de referencia. De acuerdo con la ecuación (II.29), la velocidad de grupo es

$$c_G(\omega) = \frac{\left(\beta_1 + (\beta_2 - \beta_1) \frac{\omega}{\omega + \omega_c} \right)^2}{\beta_1 + (\beta_2 - \beta_1) \left(\frac{\omega}{\omega + \omega_c} \right)^2} \quad (\text{II.31})$$

En la figura II.2 se ilustran las curvas $c_F(\omega)$ y $c_G(\omega)$ de las ecuaciones (II.30) y (II.31) respectivamente, para los valores $\beta_1 = 10$ km/s, $\beta_2 = 2.5$ km/s y $\omega_c = 6\pi$ rad/s.

Para visualizar la dispersión de la energía durante la propagación de un campo de desplazamientos, la ecuación (II.25) se resolvió numéricamente al sustituir en ella la ecuación (II.30) y hacer uso de la representación discreta de la integral de Fourier

$$u(x, t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=-N/2}^{N/2} U_0(\omega_j) \exp(i\omega(t - x/c_F(\omega))) \Delta t \quad (\text{II.32})$$

En esta expresión, N es el número de muestras del desplazamiento en el dominio del tiempo, equiespaciadas a cada Δt . Para la solución se tomó $U_0(\omega) = 1$. Ello significa que para $x=0$, toda la energía del movimiento se concentra en el instante $t=0$.

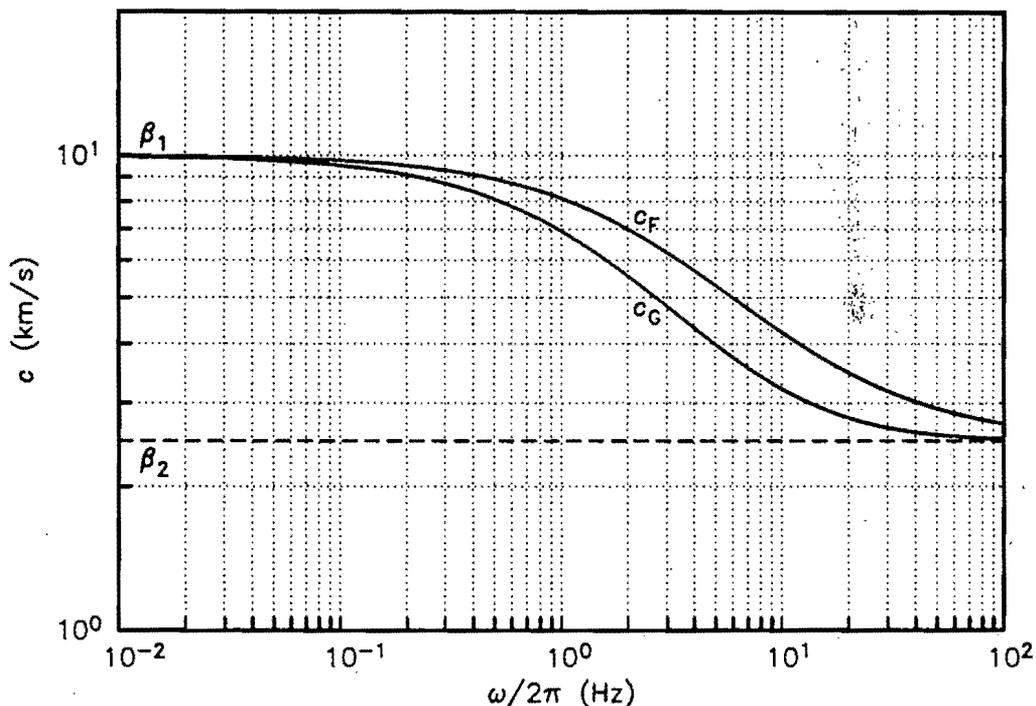


Figura II.2 Velocidades de fase $c_F(\omega)$ y de grupo $c_G(\omega)$ para ejemplificar el fenómeno de dispersión ($\text{Hz} = \text{s}^{-1}$)

En la figura II.3 se muestra el desplazamiento para varios valores de $x \geq 0$. Con líneas discontinuas se indican las trazas que corresponden a los tiempos de viaje que se tendrían con las velocidades β_1 y β_2 . De acuerdo con las velocidades de fase y grupo indicadas en la figura II.2, para $x > 0$ las ondas de baja frecuencia llegan primero porque viajan con velocidad mayor, y consecuentemente, las ondas más tardías son las de mayor frecuencia. Nótese que entre las trazas discontinuas está contenida toda la energía dispersada durante la propagación.

En la figura II.4 se indica la propagación de este campo de desplazamientos en una estrecha banda de frecuencias alrededor de $\omega_0 = 8\pi$ rad/s. Con líneas discontinuas se indican las trazas correspondientes a las velocidades de fase y de grupo para $\omega = \omega_0$, respectivamente. Se puede verificar que el paquete de ondas seleccionado viaja con la velocidad de grupo $c_G(\omega)|_{\omega=\omega_0}$, y no con la velocidad $c_F(\omega)|_{\omega=\omega_0}$.

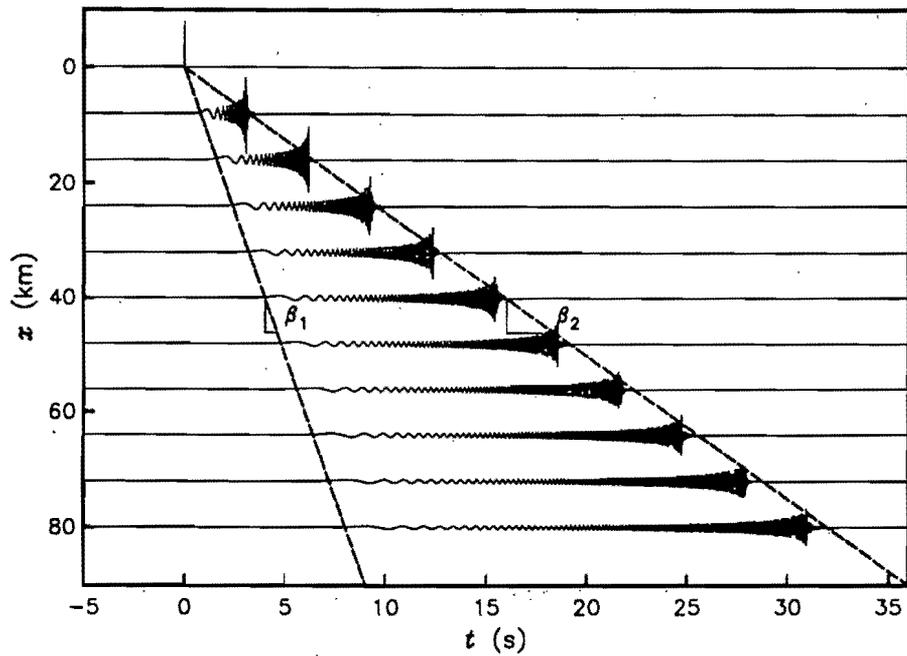


Figura II.3 Propagación de una onda de forma impulsiva en un medio dispersivo

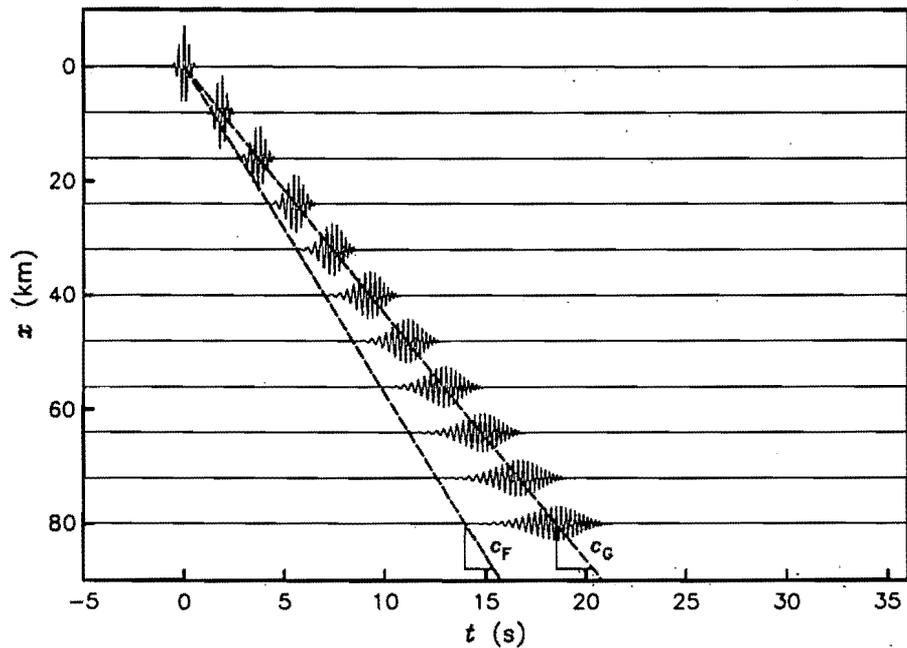


Figura II.4 Propagación de una estrecha banda de frecuencias, centrada en $\omega_0 = 8\pi$ rad/s, del campo de desplazamientos ilustrado en la figura II.3. Las líneas discontinuas, indican los tiempos de viaje que se tendrían con las velocidades de fase y de grupo indicadas en la figura II.2, para la frecuencia estudiada

Considérese ahora que el campo de desplazamientos está formado por dos ondas monocromáticas con frecuencias $\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega$ y $\omega_2 = \omega_0 - \Delta\omega$, es decir

$$u(x, t) = a \operatorname{sen}(\omega_1 t - \kappa_1 x) + a \operatorname{sen}(\omega_2 t - \kappa_2 x) \quad (\text{II.33})$$

donde $\kappa_1 = \omega_1 / c_F(\omega_1)$ y $\kappa_2 = \omega_2 / c_F(\omega_2)$, son los números de onda asociados a las frecuencias ω_1 y ω_2 . Si $\Delta\omega = (\omega_1 - \omega_2) / 2 \ll \omega_0$, entonces $\Delta\kappa = (\kappa_1 - \kappa_2) / 2 \ll \kappa_0$, con $\kappa_0 = \omega_0 / c_F(\omega_0)$. Como $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2) / 2$ y $\kappa_0 = (\kappa_1 + \kappa_2) / 2$, entonces, el campo de desplazamientos se puede escribir mediante el producto (Simons, 1968)

$$u(x, t) = 2a \cos(\Delta\omega t - \Delta\kappa x) \operatorname{sen}(\omega_0 t - \kappa_0 x) \quad (\text{II.34})$$

En este resultado, el factor seno describe la propagación de una onda de frecuencia ω_0 que viaja con la velocidad

$$c = \frac{\omega_0}{\kappa_0}, \quad (\text{II.35})$$

que corresponde a la velocidad de fase $c_F(\omega)|_{\omega=\omega_0}$, mientras que el factor coseno es un envolvente de baja frecuencia ($\Delta\omega$) que modula la amplitud del movimiento y que viaja con la velocidad

$$c = \frac{\Delta\omega}{\Delta\kappa} \approx \frac{\partial\omega}{\partial\kappa} \quad (\text{II.36})$$

que es la velocidad de grupo $c_G(\omega)|_{\omega=\omega_0}$.

En la figura II.5 se ilustra la propagación del campo de desplazamientos dado por la ecuación (II.33), con $\omega_0 = 10\pi$ rad/s y $\Delta\omega = 0.35\pi$ rad/s. Los números de onda κ_1 y κ_2 se obtuvieron con la velocidad de fase de la figura II.2. Con líneas discontinuas se indican las trazas correspondientes a las velocidades de fase y de grupo para $\omega = \omega_0$, respectivamente. En este caso, la naturaleza estacionaria del movimiento permite identificar que éste se

exhibe como formado por dos componentes, de baja y alta frecuencia ($\Delta\omega \ll \omega_0$). Este efecto, producto de la interferencia de dos ondas de frecuencias similares ($\omega_1 \sim \omega_2$), Podría ser mal interpretado si se concluye que el campo de desplazamientos está formado por dos ondas monocromáticas con frecuencias $\Delta\omega$ y ω_0 .

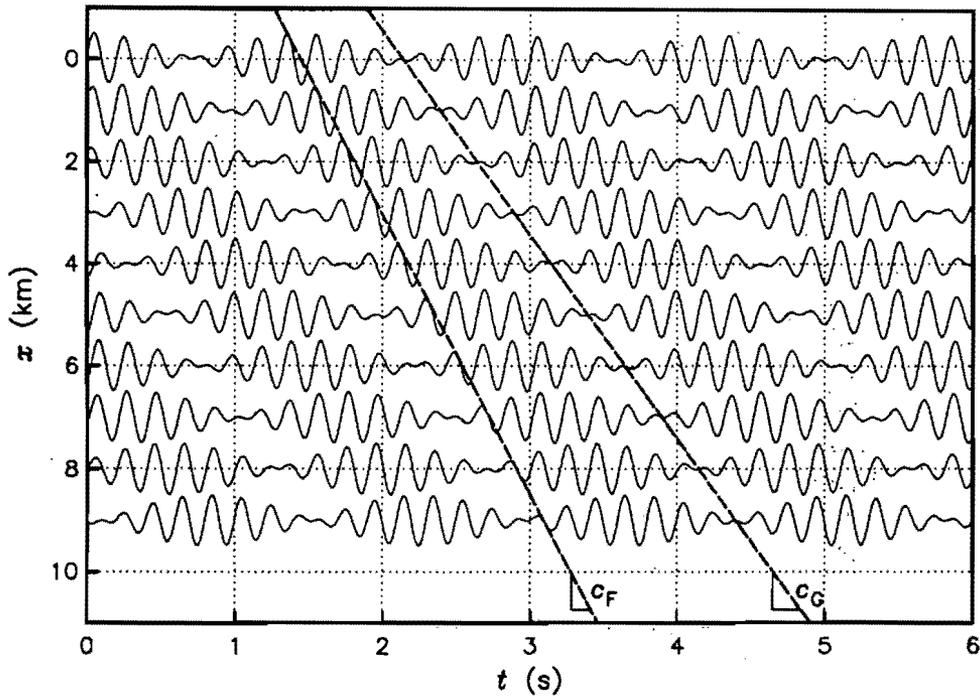


Figura II.5 Propagación del campo de desplazamientos dado por la ecuación (II.33) con $\omega_0 = 10\pi$ rad/s y $\Delta\omega = 0.7\pi$ rad/s. Las líneas discontinuas, indican las trazas correspondientes a las velocidades de fase y de grupo para $\omega = \omega_0$, respectivamente

III REPRESENTACIÓN DEL CAMPO ONDULATORIO EN EL DOMINIO DEL NÚMERO DE ONDA

En este capítulo se analiza el campo de desplazamientos producido por la propagación de ondas planas en el dominio de la frecuencia-número de onda. También se ilustra la utilidad de la separación cinemática de los componentes ondulatorios.

Finalmente se presenta el diseño de un filtro de máxima verosimilitud para la estimación de la potencia espectral, con datos provenientes de arreglos sísmicos irregulares.

III.1 ESPECTROS DE FOURIER $U(\omega, \kappa)$ DE CAMPOS ONDULATORIOS

III.1.1 PROPAGACIÓN UNIDIMENSIONAL

De acuerdo con los teoremas de Fourier, la transformación de un campo de desplazamientos $u(x, t)$ al dominio frecuencia-número de onda, se expresa como (Dudgeon y Mersereau, 1984)

$$U(\omega, \kappa) \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} u(x, t) \exp(-i\omega t) \exp(i\kappa x) dt dx \quad (\text{III.1})$$

Si $u(x, t)$ es el campo de desplazamientos producido por una onda plana que se propaga en un medio con velocidad de fase $c_F(\omega)$, entonces al sustituir la ecuación (II.24) en la ecuación (III.1), se tiene

$$U(\omega, \kappa) = U_0(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i(\kappa - \omega x/c_F(\omega))) dx \quad (III.2)$$

Esta solución es una sucesión infinita de funciones impulsivas a lo largo de la curva $\kappa = \omega/c_F(\omega)$, en el dominio $\omega - \kappa$, que se escribe como

$$U(\omega, \kappa) = U_0(\omega) \delta(\kappa - \omega/c_F(\omega)) = \begin{cases} U_0(\omega) & \text{si } \kappa = \omega/c_F(\omega) \\ 0 & \text{si } \kappa \neq \omega/c_F(\omega) \end{cases} \quad (III.3)$$

siendo $\delta(\cdot)$ la función delta de Dirac. La energía contenida en $U_0(\omega)$ se concentra en los números de onda que cumplen con $\kappa = \omega/c_F(\omega)$, ya que ésta se propaga con velocidad $c_F(\omega)$. Si el campo de desplazamientos está formado sólo por dos ondas monocromáticas, como el campo descrito con la ecuación (II.33), la solución de la ecuación (III.1) adquiere la forma

$$U(\omega, \kappa) = a\delta(\kappa_1 - \omega_1/c_F(\omega_1)) + a\delta(\kappa_2 - \omega_2/c_F(\omega_2)) \quad (III.4)$$

De igual forma, la energía se concentra sólo en dos puntos del dominio $\omega - \kappa$, y estos corresponden a las parejas (ω_1, κ_1) y (ω_2, κ_2) . Nótese que, en este dominio, el examen del movimiento está libre de los efectos de interferencia debidos a la propagación de ondas monocromáticas con frecuencias similares ($\omega_1 \sim \omega_2$). La figura II.5 ilustra que estos efectos pueden ser espectaculares en el dominio $x - t$.

Si se sustituye la ecuación (II.30) en la ecuación (III.3), y se hace uso de la forma discreta de la integral de Fourier, se llega a una expresión que permite calcular, numéricamente, el espectro de Fourier de los campos de desplazamientos ilustrados en las figuras II.3 y II.5. Esta expresión adquiere la forma

$$U(\omega, \kappa) = U_0(\omega) \sum_{j=1}^M \exp(i(\kappa - \omega/c_F(\omega))x_j) \Delta x \quad (\text{III.5})$$

donde M es el número de muestras del desplazamiento en el dominio del espacio, equiespaciadas a cada Δx . En la figura III.1 se muestran contornos de igual amplitud $|U(\omega, \kappa)|$ del campo ilustrado en la figura II.3. Con líneas discontinuas se indican las curvas c_F y c_G , correspondientes a las ecuaciones (II.30) y (II.31). En este diagrama, el contenido energético de $U(\omega, \kappa)$ se localiza a lo largo de la traza correspondiente a la velocidad de fase. En la figura III.2 se muestran contornos de igual amplitud $|U(\omega, \kappa)|$ del campo ilustrado en la figura II.5. Al igual que en la figura III.1, con líneas discontinuas se indican las curvas c_F y c_G . Como es de esperarse, en este ejemplo toda la energía contenida en $U(\omega, \kappa)$ se concentra en (ω_1, κ_1) y (ω_2, κ_2) .

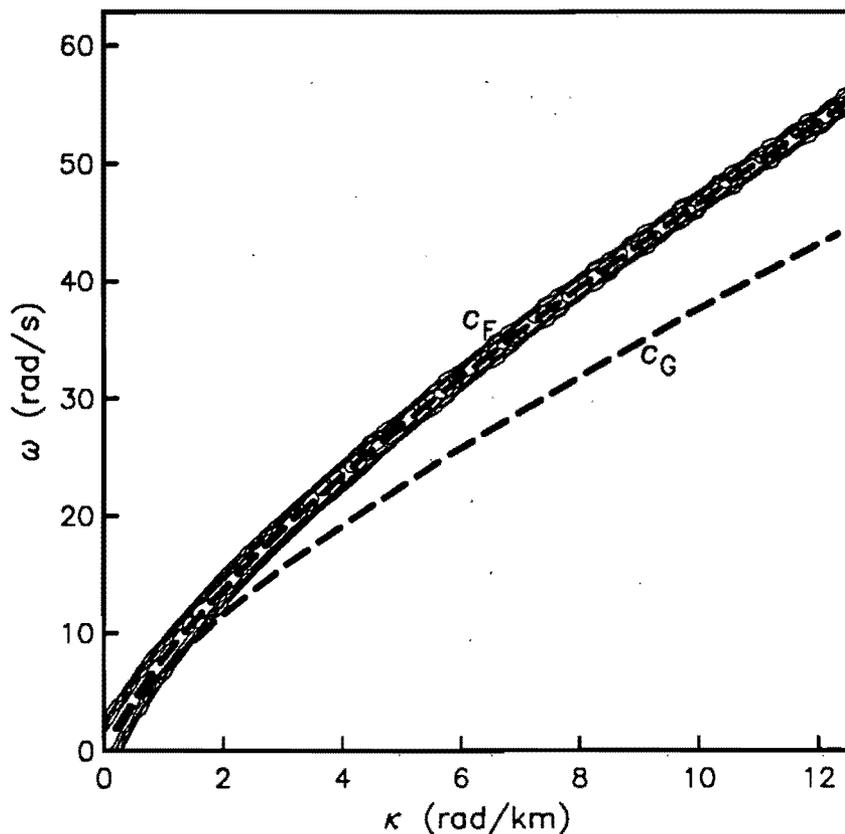


Figura III.1 Contornos de igual amplitud $|U(\omega, \kappa)|$ del campo de desplazamientos de la figura II.3, con $c_F(\omega)$ y $c_G(\omega)$ dadas por las expresiones (II.30) y (II.31)

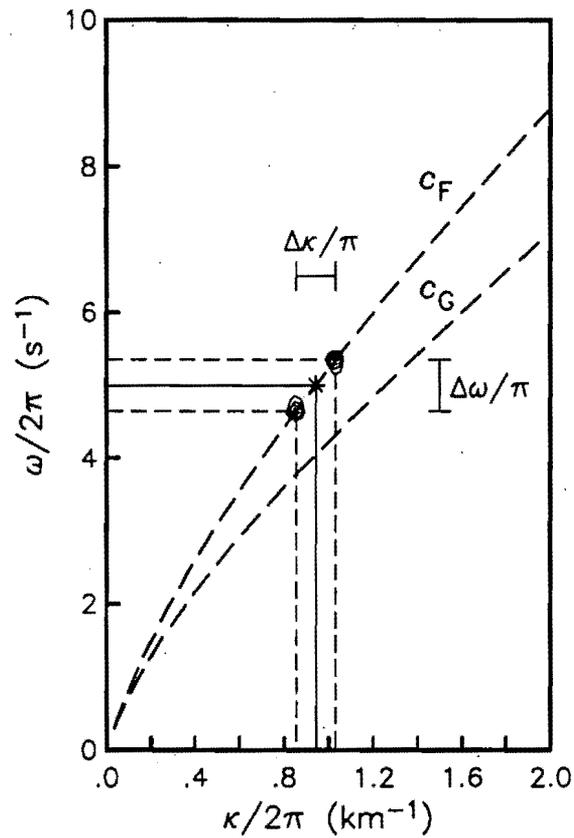


Figura III.2 Contornos de igual amplitud $|U(\omega, \kappa)|$ del campo de desplazamientos de la figura II.5, con $c_F(\omega)$ y $c_G(\omega)$ dadas por las expresiones (II.30) y (II.31). La energía se concentra en (ω_1, κ_1) y (ω_2, κ_2) , indicadas con líneas delgadas discontinuas

III.1.2 PROPAGACIÓN BIDIMENSIONAL

El espectro de Fourier $U(\omega, \kappa_x, \kappa_y)$ es la triple transformada de Fourier de $u(x, y, t)$, dada por la expresión

$$U(\omega, \kappa_x, \kappa_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} u(x, y, t) \exp(i(-\omega t + \kappa_x x + \kappa_y y)) dt dx dy \quad (\text{III.6})$$

Sea $u(x, y, t)$ el campo de desplazamientos producidos por la propagación de una onda plana en la dirección θ , con velocidad de fase c . Si la dirección θ se define por el vector $\bar{n} = \text{sen}\theta \hat{i} + \text{cos}\theta \hat{j}$ en el plano $x - y$, entonces se tiene que

$$u(x, y, t) = u\left(t - \frac{x \text{sen}\theta + y \text{cos}\theta}{c}\right) \quad (\text{III.7})$$

Si se sustituye la ecuación (III.7) en la ecuación (III.6) se llega a que

$$U(\omega, \kappa_x, \kappa_y) = U_0(\omega) \delta(\kappa_x - \omega \text{ sen}\theta/c) \delta(\kappa_y - \omega \text{ cos}\theta/c) \quad (\text{III.8})$$

donde $U_0(\omega)$ es el espectro de Fourier del movimiento en las coordenadas $x = 0, y = 0$ y $\delta(\cdot)$ es la función delta de Dirac, con valores dados por

$$\delta(\kappa - \kappa_0) = \begin{cases} 1 & \text{si } \kappa = \kappa_0 \\ 0 & \text{si } \kappa \neq \kappa_0 \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

La ecuación (III.8) es una función de variable vectorial que vale

$$U(\omega, \bar{\kappa}) = \begin{cases} U_0(\omega) & \text{si } \bar{\kappa} = \frac{\omega}{c} (\text{sen}(\theta)\hat{i} + \text{cos}(\theta)\hat{j}) \\ 0 & \text{si } \bar{\kappa} \neq \frac{\omega}{c} (\text{sen}(\theta)\hat{i} + \text{cos}(\theta)\hat{j}) \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Entonces, en el dominio del número de onda $\kappa_x - \kappa_y$, la orientación del vector $\bar{\kappa} = \frac{\omega}{c} \bar{n}$ indica la dirección de propagación de una onda plana, en tanto que el módulo $|\bar{\kappa}|$ es directamente proporcional a la frecuencia ω e inversamente proporcional a la velocidad de fase c . Una representación equivalente, independiente de la frecuencia, se obtiene al dividir $\bar{\kappa}$ por la frecuencia ω

$$\bar{s} = \bar{\kappa}/\omega = \frac{1}{c} (\text{sen}(\theta)\hat{i} + \text{cos}(\theta)\hat{j}) = s_x \hat{i} + s_y \hat{j} \quad (\text{III.11})$$

En esta expresión \bar{s} es el vector lentitud (Aki y Richards, 1980). Si se acepta que $u(\bar{x}, t)$ es el resultado de la propagación de ondas planas entonces, la localización de los máximos espectrales de $U(\omega, \bar{\kappa})$ permite determinar la velocidad y la dirección de propagación de una onda plana que explique el campo de desplazamientos $u(\bar{x}, t)$. Si la forma del espectro $U(\omega, \bar{\kappa})$ es cercana a la de una función delta de Dirac centrada en las coordenadas $\kappa_{x_n}, \kappa_{y_n}$, se puede interpretar que el campo de desplazamientos consiste en una onda plana con la velocidad c en la dirección azimutal θ . Estos parámetros se determinan con las expresiones

$$c = \left(\sqrt{\kappa_{x_n}^2 + \kappa_{y_n}^2} / \omega \right)^{-1} \quad (\text{III.12})$$

$$\theta = \text{ang tan}(\kappa_{x_n} / \kappa_{y_n}) \quad (\text{III.13})$$

Si $U(\omega, x, y)$ es el espectro de Fourier de los desplazamientos en los nodos de un arreglo regular de $M \times N$ estaciones con espaciamentos constantes $\Delta x, \Delta y$, la ecuación (III.6) puede resolverse mediante la forma

$$U(\omega, \kappa_x, \kappa_y) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N U(\omega, x_m, y_n) \exp(i\kappa_x x_m) \exp(i\kappa_y y_n) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.14})$$

Para arreglos irregulares, puede estimarse mediante la expresión

$$U(\omega, \kappa_x, \kappa_y) = \sum_m U_m(\omega) \exp(i\kappa_x x_m) \exp(i\kappa_y y_m) \Delta_m \quad (\text{III.15})$$

donde Δ_m es el peso con el que participa el valor $U_m(\omega) = U(\omega, x_m, y_m)$.

III.2 DESCOMPOSICIÓN CINEMÁTICA DE CAMPOS ONDULATORIOS

Supóngase que en un medio se propagan ondas P (con polarización longitudinal del movimiento de las partículas) y S (con polarización transversal del movimiento de partículas). De acuerdo con la descomposición cinemática de Helmholtz, ecuación (II.2), los potenciales de desplazamiento para ondas P y S son respectivamente ϕ y $\bar{\psi}$, con $\nabla \cdot \bar{\psi} = 0$, entonces el campo total de desplazamientos $\bar{u}(\omega, \bar{\kappa}) = (u_x(\omega, \bar{\kappa}), u_y(\omega, \bar{\kappa}), u_z(\omega, \bar{\kappa}))$, se escribe como

$$\bar{u} = \nabla \phi + \nabla \times \bar{\psi} \quad (\text{III.16})$$

Por definición $\bar{u}^P = \nabla \phi$ y $\bar{u}^S = \nabla \times \bar{\psi}$. Entonces, se puede escribir

$$\bar{u} = \bar{u}^P + \bar{u}^S \quad (\text{III.17})$$

Si el interés es estudiar la propagación aparente en el plano horizontal x - y , los desplazamientos horizontales totales admiten la siguiente representación

$$u_x = \partial \phi / \partial x + \partial \psi / \partial y, \quad (\text{III.18})$$

$$u_y = \partial \phi / \partial y - \partial \psi / \partial x$$

ya que $\bar{\psi} = (0, 0, \psi)$. Si los potenciales ϕ y ψ son armónicos de la forma

$$\phi = \phi_0 \exp(i\omega t - i\kappa_x x - i\kappa_y y) \quad (\text{III.19})$$

y

$$\psi = \psi_0 \exp(i\omega t - i\kappa_y x + i\kappa_x y) \quad (\text{III.20})$$

entonces, los componentes del campo de desplazamientos en las direcciones x e y adquieren las formas $u_x = -i(\phi\kappa_x + \psi\kappa_y)$ y $u_y = -i(\phi\kappa_y - \psi\kappa_x)$, respectivamente. Si se hace $\bar{\mathbf{l}} = (\kappa_y, -\kappa_x)^T$, el campo total $\bar{\mathbf{u}}(\omega, \bar{\boldsymbol{\kappa}})$ se puede escribir como

$$\bar{\mathbf{u}}(\omega, \bar{\boldsymbol{\kappa}}) = -i[\phi(\omega, \bar{\boldsymbol{\kappa}})\bar{\boldsymbol{\kappa}} + \psi(\omega, \bar{\boldsymbol{\kappa}})\bar{\mathbf{l}}] \quad (\text{III.21})$$

donde $\bar{\boldsymbol{\kappa}} \cdot \bar{\mathbf{l}} = 0$. En esta expresión se puede reconocer que los vectores de propagación asociados a las ondas P y S son paralelo y perpendicular al vector $\bar{\boldsymbol{\kappa}}$, respectivamente. Este resultado es equivalente a la ecuación (III.17) (Pérez-Rocha y Sánchez-Sesma, 1995), es decir,

$$\bar{\mathbf{u}}^P = (\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{n}})\bar{\mathbf{n}} = |\bar{\mathbf{u}}^P|\bar{\mathbf{n}} \quad (\text{III.22})$$

y

$$\bar{\mathbf{u}}^S = (\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{m}})\bar{\mathbf{m}} = |\bar{\mathbf{u}}^S|\bar{\mathbf{m}} \quad (\text{III.23})$$

Los vectores unitarios $\bar{\mathbf{n}} = (n_x, n_y)^T$ y $\bar{\mathbf{m}} = (m_x, m_y)^T$ indican las direcciones de los números de onda $\bar{\boldsymbol{\kappa}}$ y $\bar{\mathbf{l}}$, respectivamente. Es decir, $n_x = \kappa_x / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $n_y = \kappa_y / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $m_x = \kappa_y / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ y $m_y = -\kappa_x / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$. El superíndice T denota transpuesto.

Considérese que los componentes de un campo de desplazamientos, en el plano $x - y$, están dados por las siguientes expresiones

$$u_x = A_P \exp\left(i\omega\left(t - \frac{x \text{sen}\theta_P + y \text{cos}\theta_P}{c_P}\right)\right) \text{sen}\theta_P + A_S \exp\left(i\omega\left(t - \frac{x \text{sen}\theta_S + y \text{cos}\theta_S}{c_S}\right)\right) \text{cos}\theta_S \quad (\text{III.24})$$

y

$$u_y = A_P \exp\left(i\omega\left(t - \frac{x \text{sen}\theta_P + y \text{cos}\theta_P}{c_P}\right)\right) \text{cos}\theta_P - A_S \exp\left(i\omega\left(t - \frac{x \text{sen}\theta_S + y \text{cos}\theta_S}{c_S}\right)\right) \text{sen}\theta_S$$

donde u_x y u_y son los desplazamientos en las direcciones x e y . Se trata de un campo de desplazamientos formado por dos ondas planas, una del tipo P con amplitud, velocidad y dirección de propagación dados por A_P , c_P y θ_P , respectivamente, y otra del tipo S, con

parámetros respectivos dados por A_S , c_S y θ_S , donde θ_P y θ_S son ángulos en el plano $x-y$, medidos en el sentido horario desde la rama positiva del eje y .

En la figura III.3 se ilustran los contornos de los espectros de amplitudes $|U_x(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ y $|U_y(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ de los componentes u_x y u_y , dados por la ecuación (III.24). Se hizo $A_P = A_S = 1$, $c_P = 4$ km/s, $c_S = 3$ km/s, $\theta_P = 30^\circ$ y $\theta_S = 45^\circ$. Se tomó $\omega = 2\pi$ rad/s, por ello los vectores que describen la propagación de estas ondas son, respectivamente

$$\bar{\kappa}_P = \frac{2\pi}{4} (1/2, \sqrt{3}/2) \quad (\text{III.25})$$

$$\bar{\kappa}_S = \frac{2\pi}{3} (1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2})$$

Nótese que en ambos espectros de la figura III.3 se puede señalar que la energía del movimiento está concentrada en los números de onda $\bar{\kappa}_P$ y $\bar{\kappa}_S$. Es razonable suponer que este campo de desplazamientos es el resultado de la propagación de dos ondas planas con velocidad y dirección dados por los números de onda $\bar{\kappa}_P$ y $\bar{\kappa}_S$. Sin embargo, no es posible distinguir la naturaleza cinemática de estos componentes ondulatorios, ya que las direcciones del movimiento examinado (u_x y u_y) no coinciden con las direcciones de propagación de las ondas propuestas, dadas por los vectores $\bar{\kappa}_P$ y $\bar{\kappa}_S$. Cuando estos vectores son paralelos o perpendiculares al sistema de referencia con que se describe el movimiento de las partículas ($x-y$ si se trata de los componentes u_x y u_y), el análisis espectral de los componentes u_x y u_y en el dominio $\kappa_x - \kappa_y$, puede ayudar en la discriminación de ondas con polarización longitudinal y/o transversal.

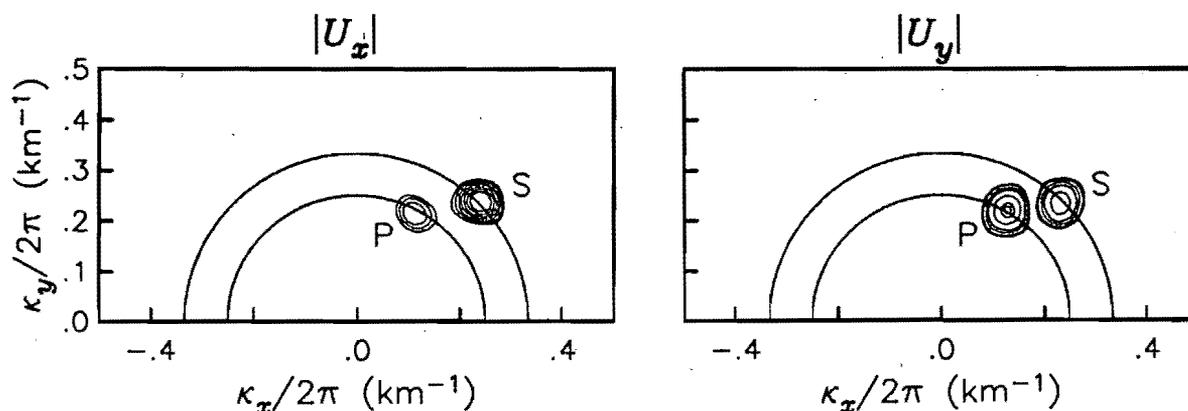


Figura III.3 Contornos de los espectros de amplitudes $|U_x(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ y $|U_y(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ de los componentes u_x y u_y . Los círculos concéntricos corresponden a las velocidades $c_P = 4$ km/s y $c_S = 3$ km/s, con $\omega = 2\pi$ rad/seg

En la figura III.4 se ilustran los contornos de los espectros de amplitudes $|U^P(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ y $|U^S(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ de los componentes con polarizaciones longitudinal y transversal, \bar{u}^P y \bar{u}^S , respectivamente, dados por las ecuaciones (III.22) y (III.23). Estos diagramas permiten ejemplificar la utilidad de la separación cinemática de los componentes ondulatorios. En efecto, en ellos puede verificarse que el campo total está formado por dos ondas planas: una del tipo P, con número de onda $\bar{\kappa}_P$ y otra del tipo S, con número de onda $\bar{\kappa}_S$.

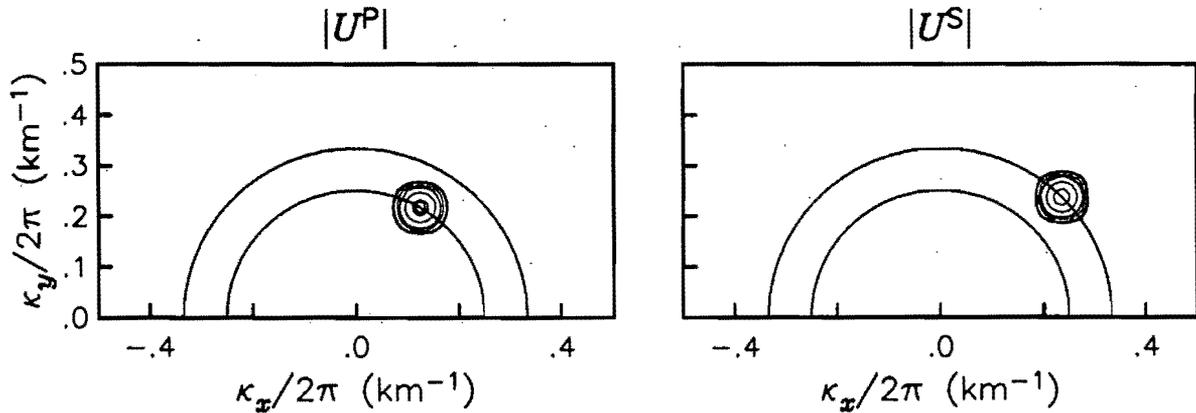


Figura III.4 Contornos de los espectros de amplitudes $|U^P(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ y $|U^S(\omega, \kappa_x, \kappa_y)|$ de los componentes con polarizaciones longitudinal y transversal \bar{u}^P y \bar{u}^S

III.3 DENSIDAD DE POTENCIA ESPECTRAL

Si $u(t)$ es una función definida en el intervalo $-T/2 < t < T/2$, el espectro de potencia o densidad de potencia espectral $P(\omega)$ se expresa como

$$P(\omega) = \int_{-T/2}^{T/2} R(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (III.26)$$

donde $R(\tau)$ es la función de autocorrelación de $u(t)$, es decir

$$R(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t) u(t - \tau) dt \quad (III.27)$$

Una forma del teorema de Parseval (Papoulis, 1962) se obtiene al sustituir la ecuación (III.27) en la ecuación (III.26)

$$P(\omega) = \frac{1}{T} U(\omega) U(\omega)^* \quad (\text{III.28})$$

donde $U(\omega)$ es el espectro de Fourier de $u(t)$, el asterisco representa conjugado. De acuerdo con este resultado, el espectro de potencia es una cantidad real proporcional al cuadrado del espectro de amplitudes de Fourier de $u(t)$

$$P(\omega) = \frac{1}{T} |U(\omega)|^2 \quad (\text{III.29})$$

Considérese que en un sensor, u_k es el desplazamiento para el tiempo k ($k = 1, \dots, N$) y que interesa hacer una estimación de la densidad de potencia espectral $P(\omega)$. Existe un filtro llamado de máxima verosimilitud o estimador insesgado de varianza mínima que permite el paso sin distorsión de cualquier señal de frecuencia ω . El diseño de este filtro se puede hacer suponiendo que el desplazamiento u_k se puede escribir como

$$u_k = s_k + n_k \quad (\text{III.30})$$

donde s_k es la señal útil y n_k es el ruido al tiempo k . Si u se considera una variable aleatoria con distribución normal y media s , entonces la matriz de covarianzas ρ tiene elementos kl (con $k, l = 1, \dots, N$) dado por la autocorrelación de n

$$\rho_{kl} = \langle n_k n_l \rangle = \langle (u_k - s_k)(u_l - s_l) \rangle \quad (\text{III.31})$$

La función de densidad de probabilidades $f(u_1, u_2, \dots, u_N)$ se puede escribir como (Papoulis, 1962)

$$f = \frac{|\phi|^{1/2}}{(2\pi)^{k/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{k,l=1,N} \phi_{kl} (u_k - s_k)(u_l - s_l) \right] \quad (\text{III.32})$$

donde ϕ_{kl} es un elemento de la matriz $\phi = \rho^{-1}$. Si se acepta que la señal tiene forma conocida b_k y amplitud desconocida a , es decir

$$s_k = a b_k \quad (\text{III.33})$$

se tiene que el estimador de máxima verosimilitud del espectro de potencia $P(\omega)$ es la varianza de la amplitud a , es decir $(\hat{a} - a)^2$, cuando la señal b_k es armónica de la forma $b_k = \exp(i\omega t_k)$. Este estimador, obtenido por Capon (1969), es

$$\hat{P}(\omega) = \frac{1}{\sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N \phi_{kl} \exp[i\omega(t_k - t_l)]} \quad (\text{III.34})$$

Siguiendo este enfoque, Capon (1969) diseñó un filtro que permite el paso sin distorsión de cualquier onda monocromática de frecuencia ω , que se propague con número de onda $\bar{\kappa}$, a través de un arreglo de sensores distribuidos arbitrariamente. Este método, a diferencia de otros, se propuso originalmente como una técnica de estimación espectral multidimensional. De hecho, fue el primero de los llamados métodos de estimación espectral de máxima resolución. La resolución de máxima verosimilitud es menor que la que se obtiene con métodos recientes y sofisticados, como el método de máxima entropía (Oppenheim y Schafer, 1975; McClellan, 1982), cuya resolución en numerosas aplicaciones ha resultado ser excelente. Sin embargo, la considerable flexibilidad y simplicidad del método de máxima verosimilitud lo han hecho muy atractivo para la estimación espectral multidimensional, especialmente cuando los sensores están distribuidos irregularmente.

Para L sensores, se tiene que el estimador de máxima verosimilitud del espectro de potencia $P(\omega, \kappa_x, \kappa_y)$ es

$$\hat{P}(\omega, \kappa_x, \kappa_y) = \frac{1}{\sum_{j=1}^L \sum_{l=1}^L \phi_{jl}(\omega) \exp[i\kappa_x(x_j - x_l) + i\kappa_y(y_j - y_l)]} \quad (\text{III.35})$$

Ahora $\phi_{jl}(\omega)$ es elemento de la matriz $\phi = \rho^{-1}$ (de orden $L \times L$) y ρ es la transformada de Fourier de la matriz de covarianzas formada por la correlación cruzada entre los registros. Para estimar esta matriz, Capon (1969) propone el método de promedio de bloques que consiste en tomar el promedio de los productos cruzados de los espectros de Fourier de M bloques o ventanas de tiempo sin traslape, con N puntos cada uno, es decir

$$\rho_{jl}(\omega) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M U_{jm}(\omega) U_{lm}^*(\omega) \quad (\text{III.36})$$

donde $U_{jm}(\omega)$ es el espectro de Fourier del m -ésimo bloque correspondiente del sismograma del sensor j . Si $\bar{u}(\bar{x}, t)$ es un proceso gaussiano multidimensional, la varianza de $\hat{P}(\omega, \bar{\kappa})$ se reduce al aumentar el número de bloques, ya que tiene la forma

$$\text{VAR}[\hat{P}(\omega, \kappa)] = \frac{\epsilon_{\kappa}}{M} \left\{ E[\hat{P}(\omega, \kappa)] \right\}^2 \quad (\text{III.37})$$

en que $E[\cdot]$ denota valor esperado y ϵ_{κ} es el cofactor de Neumann, que vale 1 si $|\bar{\kappa}| > 0$ y 2 si $|\bar{\kappa}| = 0$.

En este trabajo, se extendió este método para diseñar un filtro que permite el paso sin distorsión de cualquier onda monocromática de frecuencia ω , que se propague con número de onda $\bar{\kappa}$, y que produzca desplazamientos en la dirección del vector $\bar{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y)$ (ondas con polarización longitudinal), o bien, en la dirección perpendicular $\bar{l} = (\kappa_y, -\kappa_x)$ (ondas con polarización transversal). Se trata de un filtro de carácter vectorial que consta de los estimadores $\hat{P}^L(\omega, \kappa_x, \kappa_y)$ y $\hat{P}^T(\omega, \kappa_x, \kappa_y)$ de los espectros de potencia de los componentes con polarizaciones longitudinal y transversal del campo de desplazamientos $\bar{u}(\bar{x}, t)$, respectivamente. Estos estimadores adquieren las siguientes formas

$$P^L(\omega, \bar{\kappa}) = \left[\sum_{j=1}^L \sum_{l=1}^L g_{jl}^L(\omega, \bar{\kappa}) \exp(i\bar{\kappa} \cdot (\bar{x}_j - \bar{x}_l)) \right]^{-1} \quad (\text{III.38})$$

y

$$P^T(\omega, \bar{\kappa}) = \left[\sum_{j=1}^L \sum_{l=1}^L g_{jl}^T(\omega, \bar{\kappa}) \exp(i\bar{\kappa} \cdot (\bar{x}_j - \bar{x}_l)) \right]^{-1} \quad (\text{III.39})$$

donde $g_{jl}^L(\omega, \bar{\kappa})$ y $g_{jl}^T(\omega, \bar{\kappa})$ son elementos de las matrices $\mathbf{G}_L = \mathbf{F}_L^{-1}$ y $\mathbf{G}_T = \mathbf{F}_T^{-1}$, respectivamente. Los elementos jl de las matrices de correlación espectral \mathbf{F}_L y \mathbf{F}_T están dados por

$$f_{jl}^L(\omega, \bar{\kappa}) = (\bar{U}_j(\omega) \cdot \bar{n})(\bar{U}_l(\omega) \cdot \bar{n})^* \quad (\text{III.40})$$

y

$$f_{jl}^T(\omega, \bar{\kappa}) = (\bar{U}_j(\omega) \cdot \bar{m})(\bar{U}_l(\omega) \cdot \bar{m})^* \quad (\text{III.41})$$

En estas expresiones $\bar{n} = (n_x, n_y)^T$ y $\bar{m} = (m_x, m_y)^T$ son vectores unitarios en las direcciones de los vectores $\bar{\kappa}$ y \bar{l} , respectivamente, con componentes dados por $n_x = \kappa_x / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $n_y = \kappa_y / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $m_x = \kappa_y / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $m_y = -\kappa_x / \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$.

La descomposición cinemática del campo de desplazamientos puede ayudar principalmente en la discriminación de los primeros modos de ondas superficiales de Rayleigh y Love producidas a distancias epicentrales del orden de algunas centenas de kilómetros. Desafortunadamente, los tiempos de cómputo para el cálculo de los espectros de potencia P^L y P^T , se incrementan considerablemente con respecto a los que se tendrían si se omite la descomposición cinemática, pues se requiere de la inversión de las matrices \mathbf{F}_L y \mathbf{F}_T para cada número de onda. Nótese que para la estimación del espectro de potencia de un campo

escalar (sin considerar el análisis cinemático) sólo se requiere invertir una matriz de covarianzas por cada frecuencia de estudio.

III.4 RESOLUCIÓN ESPECTRAL DE UN ARREGLO SÍSMICO

Un arreglo sísmico es un conjunto de instrumentos de medición del movimiento sísmico del terreno, distribuidos sobre un área de la superficie terrestre, lo suficientemente espaciados para que la forma de onda de una señal pueda ser correlacionada entre instrumentos adyacentes.

El patrón de respuesta del arreglo o *array response pattern* (Capon, 1969, Aki y Richards, 1980), expresado como

$$|B(\bar{\kappa})|^2 = \frac{1}{L^2} \sum_{j=1}^L \sum_{l=1}^L \exp(i\bar{\kappa} \cdot (\bar{x}_j - \bar{x}_l)) \quad (\text{III.42})$$

es un estimador de la resolución espectral que se tiene con un arreglo de L sensores para el número de onda $\bar{\kappa}$. Si en una superficie plana e infinita se distribuye un número infinito de sensores, en forma continua, se tiene que $|B(\bar{\kappa})|^2 = \delta(\bar{\kappa})$, donde $\delta(\bar{\kappa})$ es la función Delta de Dirac. Con este arreglo hipotético, continuo e infinito, el análisis de todas las longitudes de onda λ de tamaño finito ($\lambda = 2\pi/|\bar{\kappa}|$, con $|\bar{\kappa}| \neq 0$) es exacto. Si este arreglo continuo se distribuye en una superficie finita, de longitud característica L , la función $|B(\bar{\kappa})|^2$ adquiere la forma cuadrática $\text{sinc}^2(|\bar{\kappa}|L/2) / (|\bar{\kappa}|L/2)^2$ de la función de muestreo, conocida también como función *sinc* (Hsu, 1970). El primer valor nulo de esta función, localizado en $|\bar{\kappa}|L/2 = \pi$, indica el número de onda mínimo que se puede estudiar con este arreglo de longitud característica L . Este número es $\kappa_{\min} = 2\pi/L$. Este resultado significa que sólo los números de onda grandes, es decir, longitudes de onda significativamente menores que L , se pueden considerar de naturaleza estacionaria, cuyo examen está exento de incertidumbres debidas al tamaño del arreglo. Estas incertidumbres sí se presentan en el estudio de ondas de naturaleza transitoria, con longitudes de onda comparables o mayores que L .

Si el número de sensores es finito, con separación característica entre sensores adyacentes Δl , entonces el patrón de respuesta del arreglo $|B(\bar{\kappa})|^2$ predice correctamente los efectos del enmascaramiento para números de onda grandes, es decir, pequeñas longitudes de onda

comparables con Δl , la separación característica entre sensores adyacentes. De acuerdo con el teorema de muestreo, el número de onda máximo, o de Nyquist, que se puede estudiar con esta separación es $\kappa_{m\acute{a}x} = 2\pi / 2\Delta l$. Sin embargo, debe reconocerse que en el estudio de pequeñas ondas con longitudes comparables, aunque mayores que Δl , existen incertidumbres debidas a la distancia mínima entre sensores.

En la parte izquierda de la figura III.5 se ilustra un arreglo de sensores hipotético, de cobertura circular con radio máximo $R = 10$ km y separación entre estaciones adyacentes $\Delta r = 1$ km, aproximadamente. A la derecha se indican algunos contornos de las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo $|B(\bar{\kappa})|^2$. Con los círculos trazados con línea gruesa se indica el intervalo de números de onda dentro de los límites de resolución del arreglo. En la figura III.6 se compara la raíz cuadrada de las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo con la función de muestreo y se indican los números de onda $\kappa_{min} / 2\pi = 1 / 2R$ y $\kappa_{m\acute{a}x} / 2\pi = 1 / 2\Delta r$ con que se definen los límites de resolución para este arreglo.

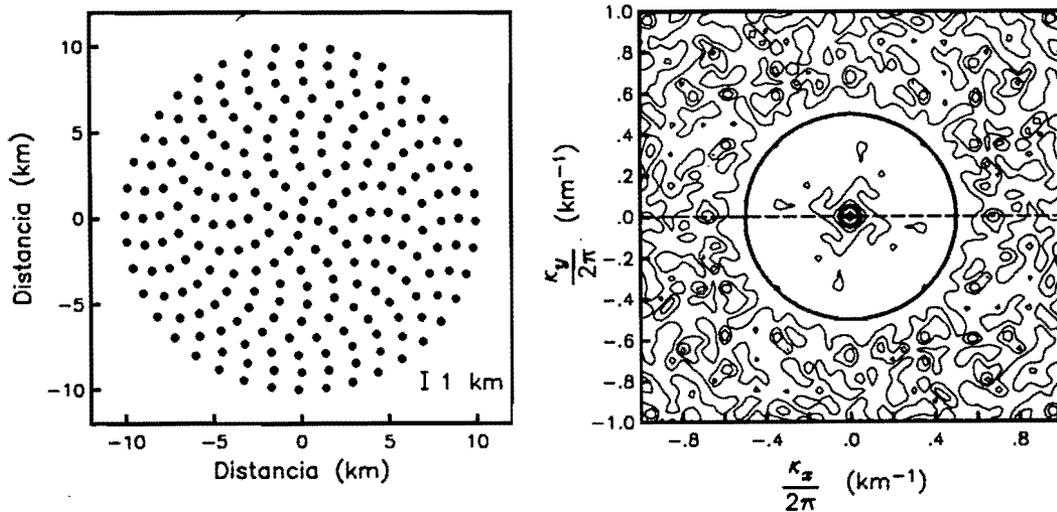


Figura III.5 A la izquierda se ilustra un arreglo de sensores de cobertura circular con radio máximo $R = 10$ km y separación entre estaciones adyacentes $\Delta r = 1$ km, aproximadamente. A la derecha se indican algunos contornos de las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo $|B(\bar{\kappa})|^2$. Los círculos con línea gruesa indican el intervalo de números de onda dentro de los límites de resolución del arreglo. La línea discontinua es una sección que se compara en la figura III.6

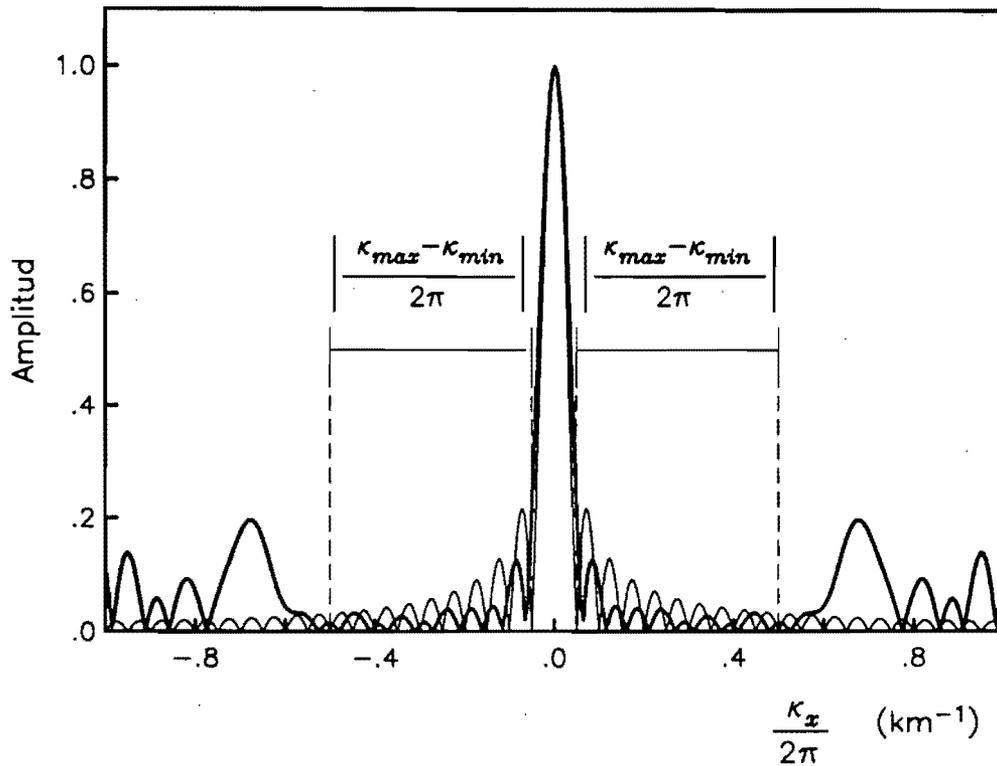


Figura III.6 Comparación de la raíz cuadrada de las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo (línea gruesa), correspondiente a la sección indicada en la figura III.5, con la función de muestreo (línea delgada). Se indican los números de onda $\kappa_{min}/2\pi = 1/2R$ y $\kappa_{max}/2\pi = 1/2\Delta r$ con que se definen los límites de resolución para el arreglo de la figura III.2

IV MOVIMIENTO SÍSMICO DEL TERRENO EN EL VALLE DE MÉXICO

El gran temblor de Michoacán de 1985 causó daños sin precedentes en la Ciudad de México. Cientos de edificios quedaron parcial o totalmente destruidos matando a miles de personas. Además de estas desafortunadas evidencias del potencial destructivo de los terremotos en el valle de México, se obtuvieron unas cuantas observaciones instrumentales que impulsaron investigaciones con el propósito de entender y predecir las peculiaridades del movimiento sísmico del terreno en el interior del valle. Pocos años después ya se contaba con una red instrumental con capacidad de observación un orden de magnitud mayor. Con esta extensa red se han obtenido registros cuya coherencia revela el paso de ondas sísmicas a través del valle. A continuación se hace una breve descripción de la geología del valle de México. También se describen algunas características del movimiento sísmico del terreno en el interior del valle, así como las interpretaciones que algunos investigadores han hecho de estas observaciones.

IV.1 GEOLOGÍA DEL VALLE DE MÉXICO

El valle de México está localizado en el Cinturón Volcánico Transmexicano y comprende una superficie aproximada de 9600 km². Está confinado al norte por las sierras de Tezontlalpan y Pachuca; al sur por la Sierra de Chichinautzin-Ajusco; al oriente por las sierras Nevada, Río Frío y Calpulalpan; y al poniente por la Sierra de Las Cruces (COVITUR, 1987; Mooser, 1990).

En la secuencia estratigráfica se encuentra la presencia de rocas volcánicas, depósitos aluviales, fluviales y lacustres del Cenozoico que sobreyacen discordantemente a rocas

calcáreas y calcáreo-arcillosas del Cretácico (Mooser *et al.*, 1996). La distribución de las unidades volcánicas y de las sedimentarias es errática, tanto vertical como horizontalmente.

Las zonas bajas están cubiertas por depósitos aluviales y lacustres del Pleistoceno, al que también corresponde la serie volcánica basáltica del cerro de la Estrella y la sierra de Chichinautzin. Esta última cerró la cuenca en la parte sur. Al Mioceno y Oligoceno corresponden las tobas y brechas de la formación Tarango y las lavas andesíticas del Iztaccihuatl y el Ajusco. Tomando en cuenta que por el norte de la cuenca, en Apasco, y al sur, en Cuernavaca y Cuautla, afloran las calizas del Cretácico superior se supone que de este tipo de roca está formado el fondo de la cuenca (Singh *et al.*, 1995).

Marsal y Mazari (1959) distinguieron tres zonas geotécnicas dentro de la Ciudad México: zona de lago, zona de transición y zona de lomas. Después de más de treinta años la zonificación geotécnica del D. F., ha cambiado poco con modificaciones introducidas en años recientes (Marsal y Mazari, 1990, Mooser *et al.*, 1996). En la figura IV.1, se ilustra esta zonificación.

La zona de lomas está formada por tobas, gravas y flujos de lava reciente, de 100 m de espesor, que descansan sobre las rocas volcánicas del Mioceno. Hacia el poniente de la ciudad, esta zona está formada por tobas y arenas de origen piroclástico con diferentes grados de cementación e incluye los sectores del sur en que afloran los basaltos volcánicos (Mooser *et al.*, 1996).

La zona de transición se localiza en las orillas de los antiguos lagos del valle de México (Texcoco, Xochimilco y Chalco) y está constituida por intercalaciones de arcilla y limos arenosos en que los suelos compresibles rara vez exceden 20 m de profundidad (Jaime, 1988).

La zona del lago está constituida por una costra superficial competente de espesor variable seguida de una secuencia de arcillas con intercalaciones delgadas de materiales arenosos, generalmente de origen piroclástico. A una profundidad que varía entre 30 y 40 m o más, esta secuencia se interrumpe por un estrato heterogéneo de materiales arenosos o limo-arenosos (conocida como primera capa dura). En las partes centrales del antiguo lago esta formación sólo alcanza espesores de unos cuantos centímetros pero en las orillas puede ser hasta de tres metros. Bajo esta discontinuidad se haya la segunda serie arcillosa de materiales más consolidados con espesores de decenas de metros (Jaime, 1988, Santoyo y Gutiérrez, 1990).

IV.2 RED ACELEROMÉTRICA DE LA CIUDAD DE MÉXICO

Durante los años sesenta el Instituto de Ingeniería de la UNAM comenzó la operación de una red sísmica que contaba con diez estaciones de registro, ubicadas en sitios de zonas de

transición, de lago y de terreno firme. Particularmente de una de ellas, localizada en Ciudad Universitaria, se tienen registros acelerométricos desde 1965.

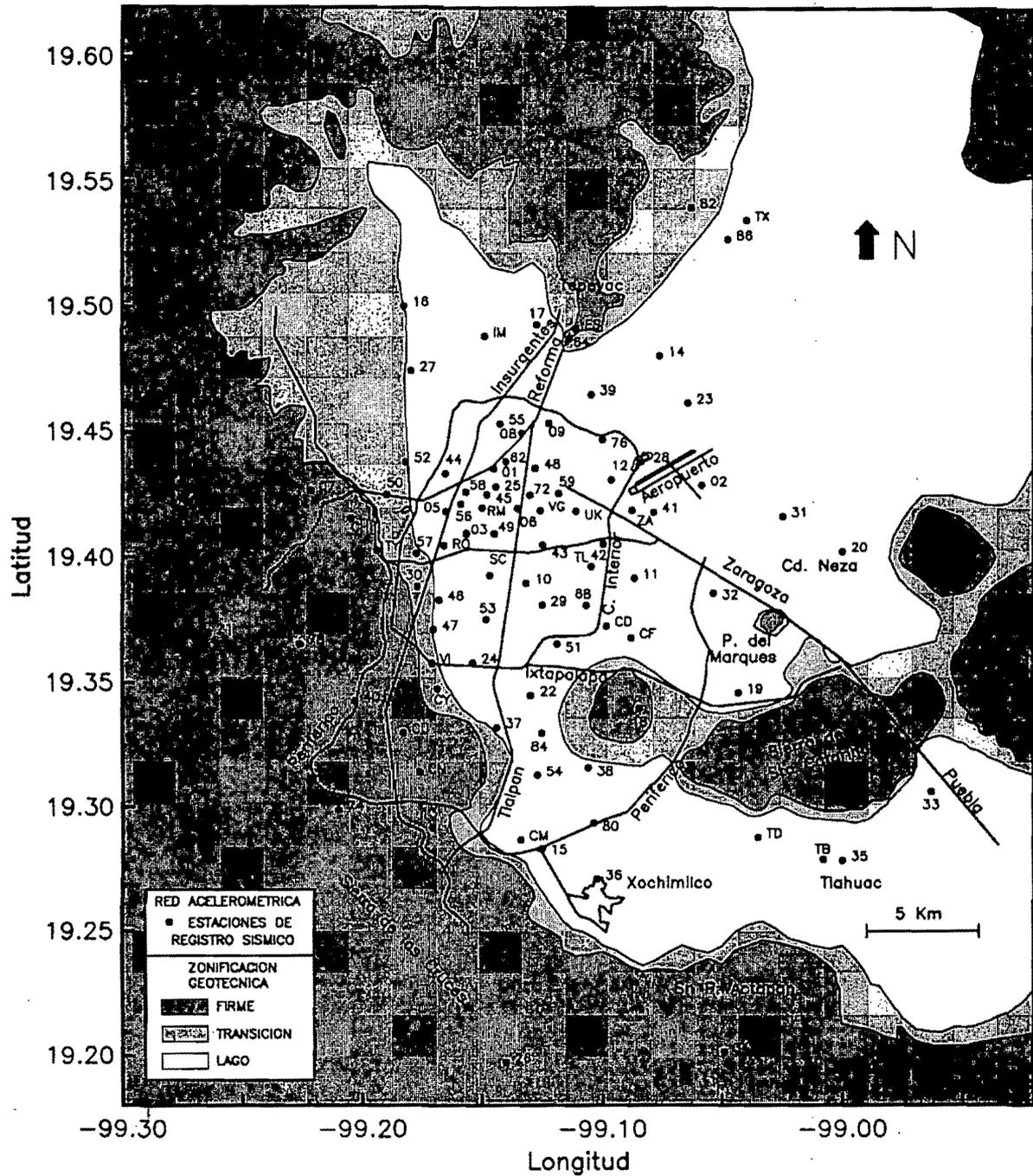


Figura IV.1 Red Acelerométrica de la Ciudad de México (RACM) y zonificación geotécnica

Después de los sismos de 1985, el número de estaciones acelerométricas en la Ciudad de México se incrementó en un orden de magnitud. Actualmente, la Red Acelerométrica de la Ciudad de México (RACM) cuenta con más de 100 de estos instrumentos en superficie y algunos otros situados en pozos geotécnicos y en edificios. Las estaciones están controladas actualmente por el Instituto de Ingeniería (I de I) de la UNAM, el Centro Nacional de Prevención de Desastres (CENAPRED) y el Centro de Instrumentación y Registro Sísmico (CIRES) de la Fundación Javier Barros Sierra. Con esta extensa red se han registrado más de diez temblores intensos y moderados. Los más significativos son los sismos del 25 de abril de 1989 ($M=6.9$), 14 de septiembre de 1995 ($M=7.2$), 9 de octubre de 1995 ($M=7.3$) y 11 de enero de 1997 ($M=7.1$). En la figura IV.1, se muestra la ubicación de las estaciones, las zonas geotécnicas y algunas calles de referencia.

IV.3 COHERENCIA DEL MOVIMIENTO SÍSMICO REGISTRADO EN EL VALLE DE MÉXICO

La RACM es un arreglo irregular que cuenta con más de cien sensores sísmicos, de tres componentes (dos horizontales y uno vertical). Este arreglo carece de una escala de tiempo común que permita sincronizar el inicio de los registros. Cuando se diseñó, el interés era estudiar las amplificaciones dinámicas observadas en las zonas de lago y transición. La sincronía entre los instrumentos era innecesaria para este propósito. Tampoco era relevante que se tuviera uniformidad en la polaridad, e incluso, precisión en la orientación azimutal de los instrumentos. Para examinar los registros de la RACM, como los de un arreglo de gran apertura, habrá que sincronizarlos y, de ser necesario, corregirlos en su polaridad y orientación azimutal. En particular, se ha observado que los temblores más intensos han dejado huella de una fase prominente en los registros del movimiento. Estas prominentes formas de onda, que típicamente son de periodo largo (~ 10 s), se han empleado para fijar el tiempo de inicio de los registros.

Campillo *et al.* (1988) identificaron la presencia de una onda prominente en los registros producidos en el valle de México por el sismo de Michoacán ($M_s=8.1$) del 19 de septiembre de 1985. Encontraron que los desplazamientos verticales eran muy constantes en todos los registros del valle (del orden de 10) y que en ellos se podía señalar una forma de onda de 10 s, precedida por otra de periodo más corto (entre 3 y 4 s). Después de alinear esta forma de onda en cinco de los registros disponibles, como se ilustra con los desplazamientos verticales de la figura IV.2, estos autores examinaron los eigenvalores de la matriz espectral del movimiento. Encontraron que el movimiento coherente estaba compuesto por dos ondas monocromáticas con periodos de 12 y 3 s, aproximadamente. Además, señalaron que los retrasos relativos entre estas fases, de periodo largo y corto, se incrementaban con la distancia aparente al área de ruptura. Interpretaron este cambio de velocidad como evidencia de dispersión, por ello excluyeron la hipótesis de la incidencia de ondas de cuerpo (no dispersivas). Señalaron que la fase de periodo largo corresponde al modo

fundamental de ondas superficiales de Rayleigh (R_0), y que la de periodo corto está asociada con la propagación de modos superiores de ondas superficiales de Love, del tipo Lg. Finalmente, propusieron un modelo de corteza para el trayecto hacia el valle con que explican la diferencia en los tiempos de arribo de las fases prominentes.

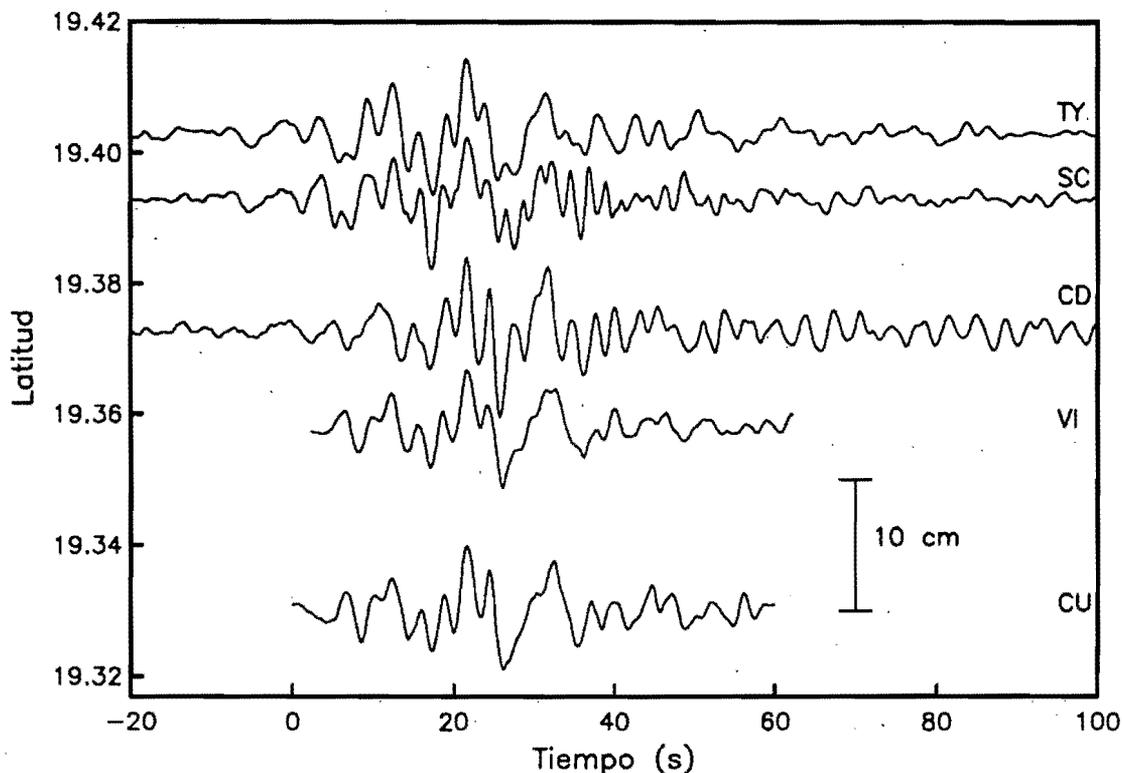


Figura IV.2 Desplazamientos producidos por el sismo del 19 de septiembre de 1985 en algunas estaciones de la RACM de la figura IV.1

Pérez-Rocha *et al.* (1991) y Sánchez-Sesma *et al.* (1993) observaron el mismo rasgo en los desplazamientos verticales producidos por el sismo de Guerrero ($M_s=6.9$) del 25 de abril de 1989. En efecto, en más de 60 registros identificaron la presencia de una onda prominente con periodo característico de 10 s, aproximadamente, precedida por otra con periodo entre 3 y 4 s. Nuevamente fue posible alinear la forma de onda de periodo largo para fijar el inicio de los registros en una escala de tiempo común. Ello se puede confirmar en la figura IV.3, en que se ilustran los desplazamientos verticales de algunas estaciones.

Al tomar en cuenta la distancia mínima promedio entre las estaciones de la RACM, estos autores encontraron que la energía contenida en los registros era coherente, para estudiar la naturaleza del contenido energético en el intervalo de periodos entre 3 y 4 s. Como ejemplo, con un modelo de interpolación, reconstruyeron el campo de desplazamientos a lo largo de secciones espaciales sobre el valle de México. Los autores observaron que en estas secciones se podían señalar trazas que podrían explicarse con la propagación de ondas

superficiales. La similitud de estos resultados con los que se obtienen del modelado matemático de la respuesta sísmica de valles aluviales, motivó a estos autores a sugerir que en los registros del movimiento sísmico del valle de México, existe evidencia de la propagación de ondas superficiales producidas o enfocadas por efectos bi y tridimensionales.

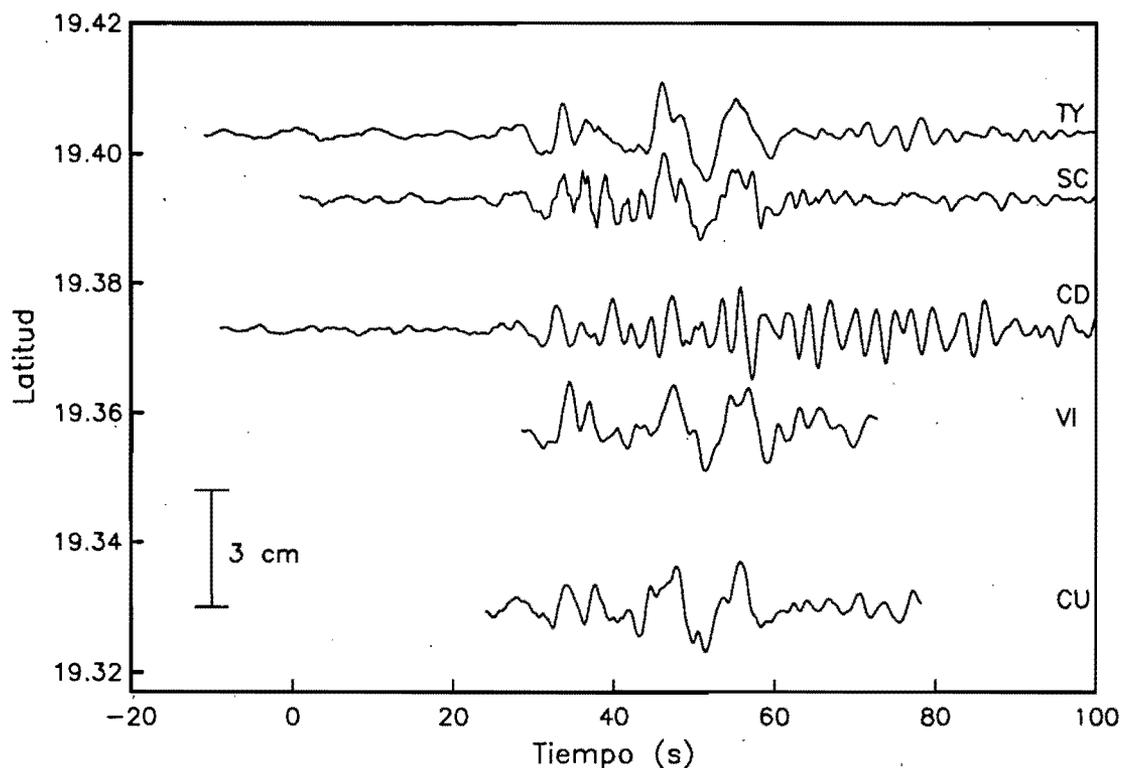


Figura IV.3 Desplazamientos de cinco estaciones de la RACM producidos por el sismo del 25 de abril de 1985

La coherencia del movimiento producido por el sismo del 25 de abril de 1989, especialmente alrededor de los periodos entre 3 y 4 s también fue confirmada por Chávez-García y Romero-Jiménez (1996). Con tiempos similares a los obtenidos por Pérez-Rocha *et al.* (1991) y Sánchez-Sesma *et al.* (1993), Chávez-García y Romero-Jiménez (1996) asignaron tiempos de inicio a los registros imponiendo la velocidad de fase R_0 , del modelo cortical de Campillo *et al.* (1989), al pulso prominente identificado en los desplazamientos (~ 3.2 km/s). Hicieron un análisis exhaustivo de apilamiento (*stack*) en el dominio espacio-tiempo, para numerosas combinaciones de velocidad horizontal aparente y dirección de propagación. Los autores reportan que en la banda de frecuencias en que la coherencia es máxima, entre 3 y 4.5 s, es posible identificar dos pulsos de ondas de Rayleigh. Señalan que el primero de estos pulsos se propaga en una dirección cercana a la epicentral, con velocidades de fase entre 3.5 y 3.8 km/s, mientras que el segundo, que se propaga sensiblemente en la misma dirección que el primero, viaja con velocidad de fase entre 2.2 y 2.3 s. Los autores concluyeron que el primero correspondía a la propagación del primer

modo superior de ondas de Rayleigh, generado algunas decenas de kilómetros al sur del valle de México, en el trayecto desde la costa. Y que el segundo, correspondía a la propagación de un modo superior de Rayleigh guiado por la estratigrafía superficial, ya que su velocidad no podía explicarse mediante modelos de corteza. Señalan que estas observaciones apoyan la hipótesis de Chávez-García *et al.* (1995) que sugiere que las grandes duraciones del movimiento sísmico observado en la zona del lago son producto de la interacción de ondas superficiales tardías, guiadas por la estructura profunda de la cuenca, con la resonancia unidimensional de los estratos arcillosos superficiales.

Flores (1996) analizó los registros del movimiento producido por el sismo del 25 de abril de 1989 en el dominio del número de onda, vistos como los de una red de gran apertura. Para ello, adaptó el método de interpolación espacial de Pérez-Rocha *et al.* (1991) y Sánchez-Sesma *et al.* (1993), con que evaluó el movimiento en los nodos de una malla regular. Los espaciamientos constantes le permitieron realizar simples transformadas de Fourier hacia el dominio del número de onda. Además, hizo uso del método de Pérez-Rocha y Sánchez-Sesma (1995) para separar los componentes cinemáticos del campo ondulatorio, es decir, aquéllos que producen movimientos de partícula en la dirección de propagación (polarización longitudinal) y en la dirección perpendicular (polarización transversal). Estos componentes pueden tener correspondencia con los modos de Rayleigh y de Love, respectivamente. A diferencia de Chávez-García y Romero-Jiménez (1996), que impusieron la velocidad de fase de R_0 del modelo de Campillo *et al.* (1989), para asignar los tiempos de inicio a los registros, Flores (1996) impuso la velocidad $c=2.8$ km/s correspondiente a la velocidad de grupo de R_0 .

La figura IV.4, obtenida por Flores (1996) para ilustrar sus resultados del análisis espectral de los registros del sismo del 25 de abril de 1989, es una representación espectral que permite correlacionar las amplitudes, los desplazamientos, las velocidades y las direcciones de propagación de los componentes más significativos del campo ondulatorio. Para frecuencias menores que 0.2 Hz, las mayores amplitudes del campo de desplazamientos están relacionados con la propagación R_0 . En efecto, los tiempos de inicio de los registros se asignaron para que esta propagación siga la dirección epicentral con velocidades cercanas a 2.8 km/s. En frecuencias cercanas a 0.2 Hz, se presentan una discontinuidad en las amplitudes, direcciones y velocidades de propagación, tanto en el componente de polarización longitudinal, como en el de polarización transversal. Flores (1996) atribuyó esta discontinuidad a la aparición de los modos superiores de ondas superficiales R_g y L_g que viajaban en direcciones sensiblemente diferentes a la epicentral (entre 20° y 30° hacia el noreste). En particular, encontró que en el intervalo de frecuencias entre 0.2 y 0.5 Hz, los componentes ondulatorios de mayor amplitud viajan con velocidades de fase entre 3.0 y 3.5 km/s, menores que las velocidades reportadas por Chávez-García y Romero-Jiménez (1996), que particularmente, están bien correlacionadas con el modelo cortical de Campillo *et al.* (1989). En parte, se debe al hecho de subestimar la velocidad que se impuso para sincronizar los registros. También existe la posibilidad de que la velocidad de estas ondas, con frecuencias entre 0.2 y 0.5 Hz, se reduzca al entrar en el valle de México, debido a las condiciones geológicas de los primeros cientos o miles de metros de roca basal.

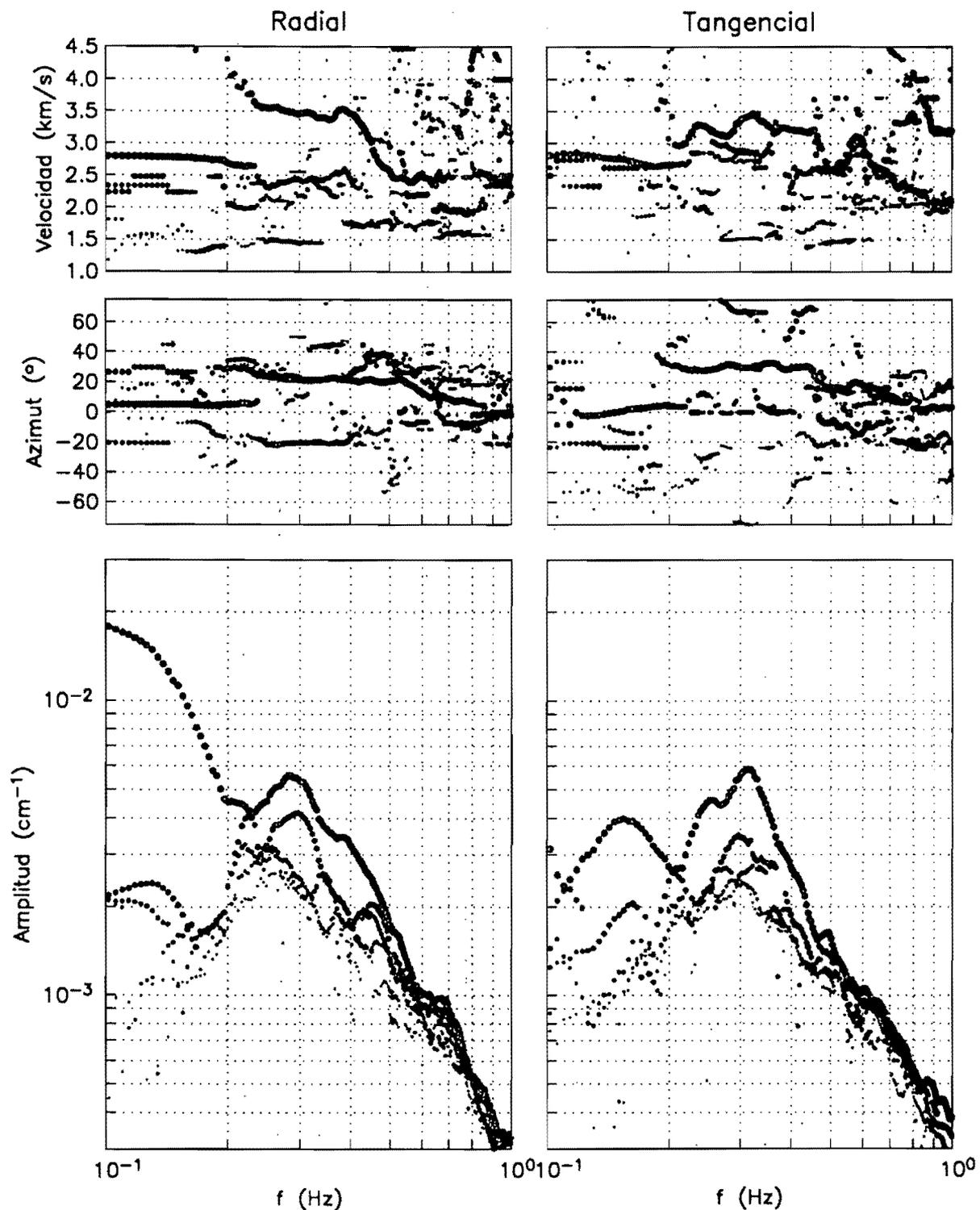


Figura IV.4 Resultados del análisis espectral de los registros del sismo del 25 de abril de 1989. En la parte superior se indican las velocidades, al centro se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior las amplitudes espectrales de los desplazamientos de partícula (tomada de Flores, 1996)

Bodin *et al.* (1997) calcularon las velocidades de fase teóricas de los dos primeros modos de ondas superficiales de Rayleigh y Love a partir de observaciones directas de la estratigrafía, (a más de 150 m de profundidad) en el sitio Roma C, un sitio instrumentado en la zona del lago de la Ciudad de México, con periodo dominante $T_s=2.2$ s, aproximadamente. Para describir los primeros kilómetros de roca se basaron en el modelo geológico de Singh *et al.* (1995). En la figura IV.5 se comparan estas velocidades de fase para el sitio Roma C, con las velocidades reportadas por Campillo *et al.* (1989) para el trayecto entre la zona de subducción y el valle de México. Dentro del valle las velocidades de baja frecuencia corresponden a las que se tienen en el trayecto, sin embargo, éstas disminuyen significativamente al aumentar la frecuencia. De hecho, existe una frecuencia llamada de esquina en que, las velocidades de fase de estos modos se reducen en forma espectacular. Particularmente, la forma de las curvas de velocidad que obtuvo Flores (1996), para frecuencias mayores que 0.2 Hz, son más parecidas a las velocidades de los primeros modos superiores de Rayleigh y Love del modelo de Bodin *et al.* (1997) para el interior del valle.

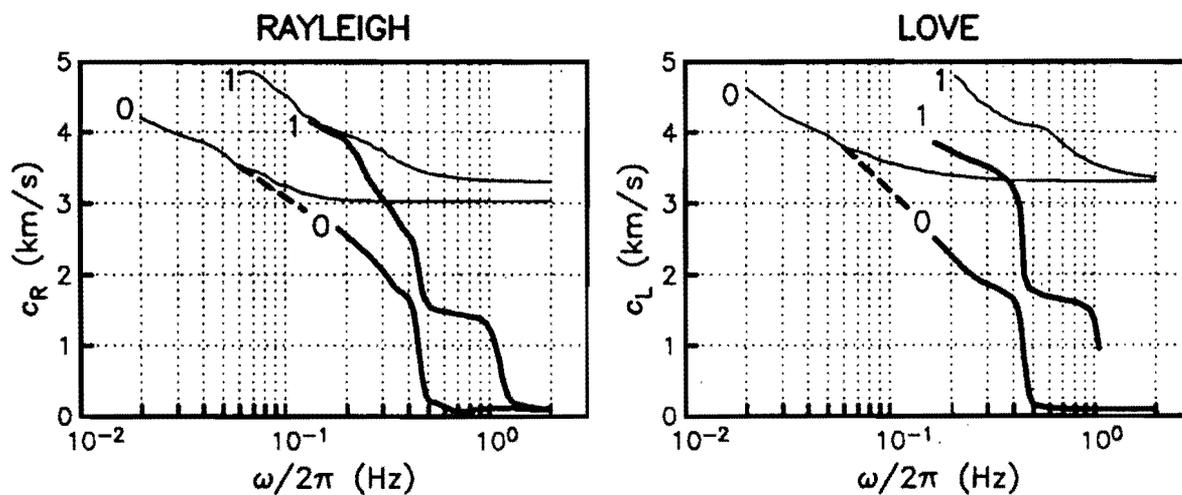


Figura IV.5 Velocidades de fase de ondas Rayleigh y Love. Con línea gruesa se muestran las velocidades para el sitio Roma C del modelo estratigráfico de Bodin *et al.* (1997), para el interior del valle. Con línea delgada se ilustran las velocidades correspondientes al modelo cortical propuesto por Campillo *et al.* (1989) para el trayecto entre la zona de subducción y el valle de México. Con 0 y 1 se indican las velocidades correspondientes al modo fundamental y al primer modo superior, respectivamente

V

ANÁLISIS DE DATOS SÍSMICOS REGISTRADOS POR LA RACM

En este capítulo se discuten las principales incertidumbres que deben tomarse en cuenta al analizar los datos de la RACM en el dominio frecuencia-número de onda. Además se describe el empleo del método formal de máxima verosimilitud, para estimar los espectros de potencia del movimiento sísmico registrado en el valle de México. Para este análisis, se seleccionaron los registros del sismo del 25 de abril de 1989 y del 11 de enero de 1997. El primero, porque es de interés confirmar o reinterpretar las hipótesis formuladas por varios autores acerca de la naturaleza del movimiento del terreno, producido por este temblor dentro del valle de México. El segundo se escogió porque fue un sismo de profundidad intermedia, intenso y ampliamente registrado en el valle de México. No fue posible identificar la forma típica de periodo largo, cercano a 10 s, observada con claridad en los registros de los sismos del 19 de septiembre de 1985 y 25 de abril de 1989. Sin embargo, se identificó una fase común, con periodo entre 6 y 7 s en la mayoría de los registros. El análisis espectral permitió formular una hipótesis sobre la naturaleza de esta forma de onda.

V.1 INCERTIDUMBRES DEBIDAS A LA SINCRONIZACIÓN DE LOS REGISTROS

Al sincronizar los registros para superar la falta de tiempos absolutos, se introducen incertidumbres que están relacionadas principalmente con dos conceptos: a) el alineamiento

de una forma de onda prominente en todos los registros y b) el modelo teórico de corteza del que se dedujo la velocidad de esta forma de onda (por ejemplo R_0). En efecto, el primer paso para sincronizar los registros es ajustar sus tiempos de inicio para alinear un pulso característico de la forma de onda prominente, como se ilustró en las figuras IV.2 y IV.3. Sánchez-Sesma *et al* (1993), señalaron que debido a la calidad de los registros, alrededor de 10 s de periodo, se tienen incertidumbres de ± 0.1 s en los tiempos de inicio obtenidos del alineamiento de la forma de onda de periodo largo. Con estas incertidumbres, y considerando que la longitud característica de la RACM es de 20 km, aproximadamente, se introducen errores del 5% en la velocidad impuesta a la forma de onda de periodo largo, si ésta es cercana a 3 km/s. En realidad, esta velocidad se extrae de las curvas de dispersión obtenidas de un modelo teórico de corteza con incertidumbres en sus parámetros. Puede verificarse que con pequeñas variaciones en las propiedades del modelo cortical de Campillo *et al* (1988), se pueden tener variaciones del 5% en la velocidad de R_0 a 10 s. Al considerar ambos conceptos, se tiene que la velocidad impuesta para sincronizar los registros tiene un coeficiente de variación de, por lo menos, 7%.

V.2 RESOLUCIÓN ESPECTRAL DE LA RACM

Además de las incertidumbres que se tienen al fijar los tiempos de inicio de los registros, en la estimación espectral multidimensional se introducen incertidumbres por la naturaleza aleatoria del movimiento (ver ecuación III.32). También se tienen incertidumbres en la resolución espectral del arreglo. En efecto, debido a la geometría, la resolución se reduce cuando se estudian longitudes de onda largas o cortas, comparadas con la cobertura del arreglo o con la separación promedio entre sensores adyacentes, respectivamente.

Es admisible reducir el número de registros para disminuir los tiempos de cómputo requeridos para estimar los espectros de potencia de los componentes cinemáticos del campo de desplazamientos. Conviene seleccionar los registros más largos con el propósito de aumentar el número de bloques que se emplearán en la estimación de las densidades cruzadas de potencia espectral (ecuaciones III.38 y III.39). Mientras mayor sea el número de bloques, menor será la varianza de la estimación (ecuación III.37), aunque ello también reduce la resolución (Dudgeon y Mersereau, 1984). El número y el tamaño de los bloques se debe ajustar en función de la frecuencia mínima de estudio, es decir, de los periodos y longitudes de onda más largos. El tamaño de los bloques debe ser, por lo menos, dos a tres veces el periodo de estudio más largo. También conviene seleccionar los registros que den mayor cobertura espacial, tanto para números de onda corta como larga.

A la izquierda de la figura V.1 se muestra un arreglo formado por la selección de 55 estaciones de la RACM. A la derecha se ilustra el patrón de respuesta del arreglo (ecuación

III.42). Los círculos trazados con línea gruesa indican los límites del intervalo de resolución de los números de onda que se pueden estudiar con este arreglo. Estos límites se determinaron después de examinar las amplitudes de la raíz cuadrada del patrón de respuesta que se ilustra en la figura V.2. De acuerdo con esta figura, la máxima resolución se tiene para $\kappa / 2\pi = 0.1 \text{ km}^{-1}$, es decir, para longitudes de onda de 10 km. Sin embargo, las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo sugieren que la resolución es satisfactoria dentro de los límites $\kappa_{\min} / 2\pi = 0.05 \text{ km}^{-1}$ y $\kappa_{\max} / 2\pi = 0.15 \text{ km}^{-1}$. Si se relacionan estos resultados con el teorema del muestreo se tiene que la longitud característica del arreglo es $\tilde{L} = 2\pi / \kappa_{\min} = 20 \text{ km}$, mientras que la distancia mínima promedio entre sensores es $\Delta\tilde{l} = 2\pi / 2\kappa_{\max} = 3.3 \text{ km}$. Estos valores son muy similares a los que se obtuvieron al calcular los promedios de las distancias máxima y mínima entre estaciones (3.03 y 21.8 km, respectivamente).

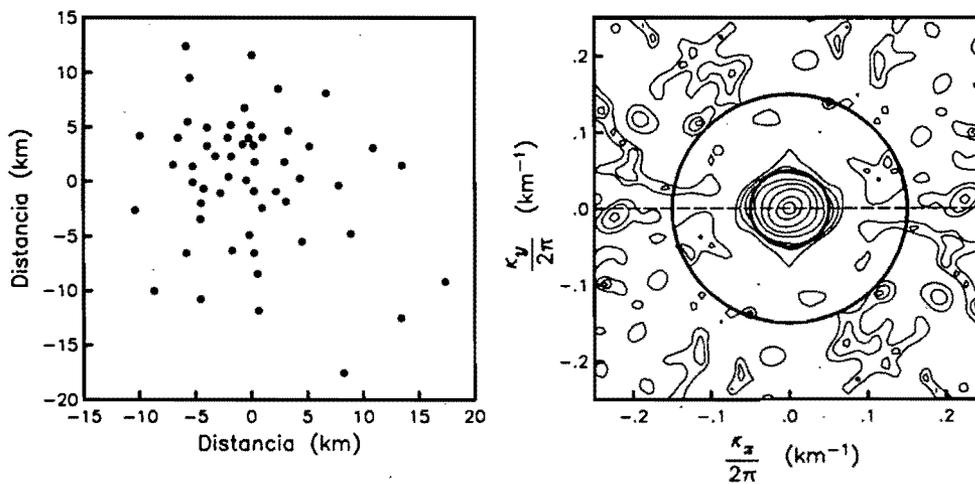


Figura V.1 Arreglo de 55 estaciones de la RACM. A la izquierda se ilustra la distribución de las estaciones, y a la derecha se muestran algunos contornos de las amplitudes del patrón de respuesta del arreglo $|B(\bar{\kappa})|^2$. Los círculos indicados con línea gruesa muestran el intervalo de números de onda dentro de los límites de resolución del arreglo y la línea discontinua una sección que se muestra en la figura V.2

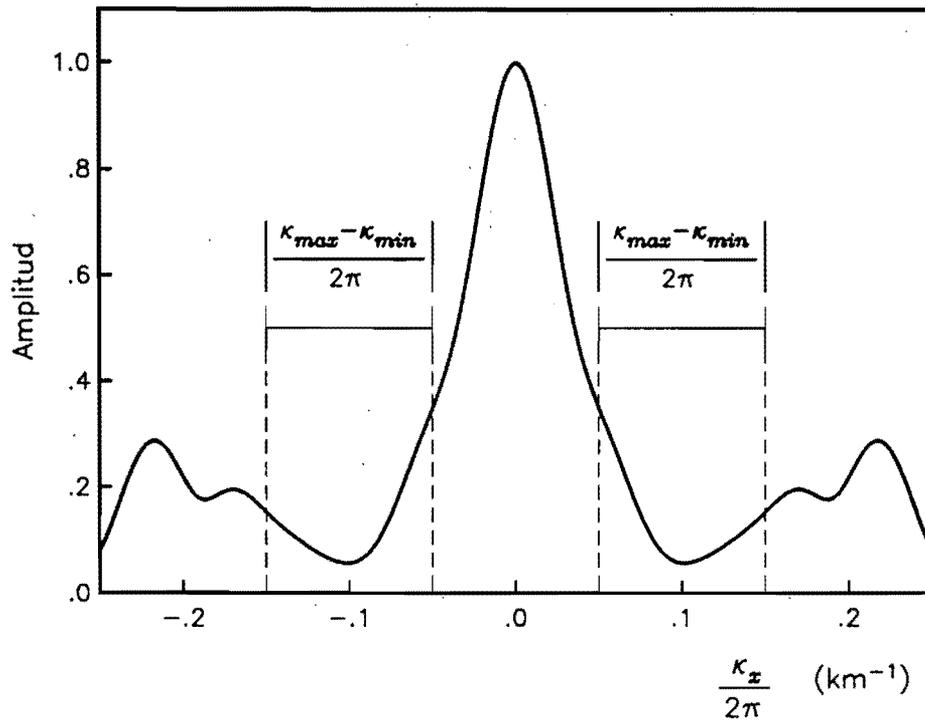


Figura V.2 Amplitudes de la raíz cuadrada del patrón de respuesta del arreglo de la figura V.1, correspondiente a la sección indicada con línea discontinua. La resolución es satisfactoria dentro de los límites $\kappa_{min} / 2\pi = 0.05 \text{ km}^{-1}$ y $\kappa_{m\acute{a}x} / 2\pi = 0.15 \text{ km}^{-1}$

V.3 ESTIMACIÓN DE ESPECTROS DE POTENCIA CINEMÁTICOS

Para estimar los espectros de potencia del movimiento con la ecuación (III.34), se requiere conocer la matriz de covarianzas formada por la correlación cruzada entre los registros. Ésta se calculó con el método del promedio de bloques. Por ello, después de corregir y referir en una escala de tiempo común, los registros de los componentes horizontales del movimiento se dividieron en M bloques de igual tamaño, adyacentes y sin traslape, de los que se tomó la transformada de Fourier. Los registros de corta duración se completaron con ceros, tanto al inicio como al final, con el propósito de formar una base de datos uniforme, con los espectros de M bloques. Para cada registro se llevó cuenta de los bloques con espectro diferente de cero. Ello permitió especificar el número de bloques en que los productos cruzados entre registros es diferente de cero al momento de tomar el promedio (ver ecuación III.36). De acuerdo con la ecuación (III.37), con el promedio de M=10 bloques, el coeficiente de variación en la estimación de espectros de potencia se puede reducir casi al 30%.

Se hizo uso de las ecuaciones (III.38) y (III.39), con el propósito de analizar los componentes cinemáticos del movimiento en el plano horizontal, es decir, los componentes que producen desplazamientos de las partículas en la dirección de la propagación, con polarización longitudinal, y los que producen desplazamientos en la dirección perpendicular, con polarización transversal. Podrían estimarse los espectros de los componentes horizontales que producen desplazamientos de partículas en dos direcciones ortogonales arbitrarias, por ejemplo, en las direcciones azimutales norte-sur y este-oeste, o bien, en las direcciones paralela y perpendicular a la dirección epicentral. Los tiempos de cómputo requeridos para estimar los espectros de potencia son modestos, porque sólo se requiere invertir una matriz de covarianzas por cada frecuencia de estudio. Sin embargo, sólo los componentes que se propagaran en las direcciones horizontales seleccionadas, tendrían una interpretación con sentido físico. Estos tiempos de cómputo se incrementan enormemente (más de 20 veces) al estimar los espectros de los componentes cinemáticos, ya que deben invertirse dos matrices de covarianzas por cada número de onda que se estudie. No obstante, el cálculo se justifica porque los resultados pueden correlacionarse con la naturaleza física de las ondas sísmicas, que producen desplazamientos de partículas en direcciones paralela y perpendicular a la propagación.

El sistema de referencia espacial se orientó en las direcciones paralela y perpendicular a la dirección epicentral (radial y tangencial, respectivamente). Los espectros de potencia se estimaron para varias frecuencias en el intervalo $0.06 \leq \omega / 2\pi \leq 0.6$ Hz, con incrementos de $\Delta\omega / 2\pi = 0.0075$ Hz. Se estudiaron los números de onda $\bar{\kappa} = \kappa_r \hat{r} + \kappa_t \hat{i}$ (donde \hat{r} y \hat{i} son vectores unitarios en las direcciones radial y tangencial, respectivamente) especificados por los componentes

$$\begin{aligned} \kappa_r &= \omega \cos\theta / c \\ \kappa_t &= \omega \sin\theta / c \end{aligned} \tag{V.1}$$

para valores c equiespaciados (de 1.5 a 6 km/s, con incrementos $\Delta c = 0.1$ km/s) y de $\sin\theta$ (de -1 a 1, con incrementos $\Delta \sin\theta = 0.05$, con $\cos\theta = \sqrt{1 - \sin^2\theta}$). Esta forma de seleccionar los números de onda suministra errores menores que 3 % en la determinación de velocidades cercanas a 3 km/s, y menores que 10% en la identificación de direcciones de propagación cercanas a $\pm 30^\circ$, con respecto a la dirección radial. Estos errores se reducen para velocidades mayores y para ángulos menores. Si se seleccionan números de onda a partir de componentes κ_r y κ_t equiespaciados, se pueden obtener errores significativamente mayores, especialmente en la determinación de la velocidad. Por ejemplo, si se hace $\Delta\kappa / \omega = 0.05 \text{ km}^{-1}$, los errores en la determinación de velocidades cercanas a 3 km/s estarían entre 5% y 25%. Si se hace $\Delta\kappa / \omega = 0.025 \text{ km}^{-1}$, los errores caerían entre 2% y 12%. En la figura V.3 se ilustran los contornos del espectro de potencia de un campo arbitrario, calculado para números de onda equiespaciados (a la izquierda) y para velocidades y direcciones (dadas por $\sin\theta$) equiespaciadas (a la derecha). Se encontró que esta última es más apropiada para automatizar la extracción de las coordenadas de los máximos espectrales para cada frecuencia.

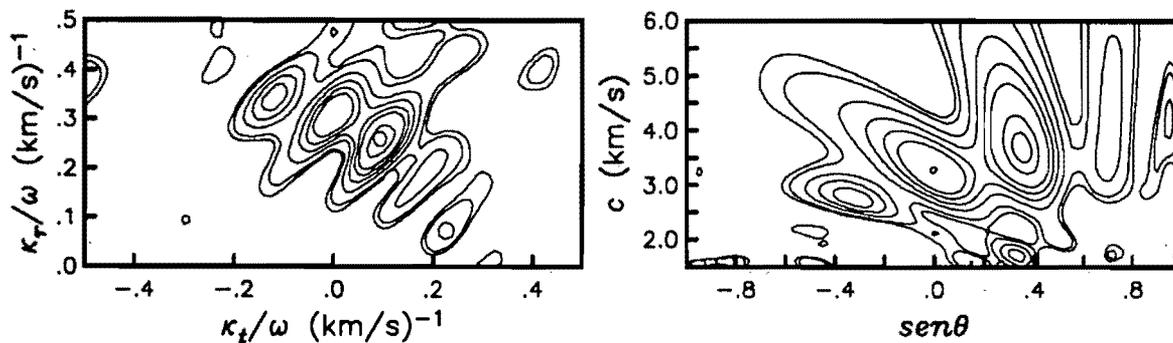


Figura V.3 Contornos del espectro de potencia de un campo arbitrario, calculado para números de onda equiespaciados (a la izquierda) y para velocidades y direcciones (dadas por $\text{sen}\theta$) equiespaciados (a la derecha)

V.4 RESULTADOS

En esta sección se describen las particularidades consideradas para el estudio de los registros producidos por cada uno de los sismos seleccionados. Los resultados se ilustran en la representación propuesta por Flores (1996) que permite examinar las velocidades y direcciones de los componentes ondulatorios más importantes, es decir, de aquéllos que se identificaron con las amplitudes mayores. Se trata de una representación en que la velocidad, la dirección y la amplitud de estos componentes, se indican con puntos para cada frecuencia. El tamaño de los puntos se reduce a medida que decrecen las amplitudes. Ello facilita la identificación de las velocidades y direcciones correspondientes a los componentes ondulatorios de mayor amplitud.

V.4.1 SISMO DEL 25 DE ABRIL DE 1989

El sismo del 25 de abril de 1989, con $M_s=6.9$, se localizó a 50 km al sureste de Acapulco, cerca de San Marcos, en las coordenadas 99.46° W y 16.58° N. Es un sismo de subducción, con mecanismo de falla inversa a 15 km de profundidad. En particular, los desplazamientos verticales en todo el valle de México, revelaron el paso de una onda de Rayleigh de periodo largo precedida por otra, de periodo más corto, que Campillo *et al.* (1988) identificaron como un modo superior de ondas de Love del tipo Lg. Posteriormente Chávez-García *et al.* (1995) reinterpretaron esta fase con el primer modo superior de Rayleigh.

Se aceptó que la forma de onda de 10 s, identificada en los registros del movimiento vertical, corresponde al modo fundamental de ondas de Rayleigh (R_0), y que éste se propagó en la dirección epicentral NE5°. Para asignar tiempos de inicio a los registros se impuso la velocidad 3.17 km/s que corresponde a la velocidad de fase de R_0 , en periodos cercanos a 10 s, del modelo cortical de Campillo *et al.* (1988).

En la figura V.4 se muestran los espectros de los componentes cinemáticos del campo ondulatorio producido por el sismo del 25 de abril de 1989 en el valle de México. A la izquierda se ilustran los componentes con polarización longitudinal, mientras que a la derecha se consignan los componentes con polarización transversal. En la parte superior se indica la velocidad de fase, así como el intervalo de resolución del arreglo, dado por los números de onda $\kappa_{min} / 2\pi = 0.05 \text{ km}^{-1}$ y $\kappa_{max} / 2\pi = 0.15 \text{ km}^{-1}$ y la frecuencia de estudio. Bajo las velocidades se ilustran las direcciones de propagación medidas con respecto a la dirección epicentral, en sentido horario. En la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de las velocidades de partícula producidas por cada componente ondulatorio.

Aunque las longitudes de onda de los primeros modos de Rayleigh y Love están fuera del intervalo de resolución para frecuencias menores que 0.2 Hz, se puede reconocer que en el espectro de los componentes con polarización longitudinal, existe uno con amplitudes máximas que se correlaciona con la propagación de R_0 . Ello es congruente con las hipótesis adoptadas para asignar el inicio de los registros en una escala de tiempo común. Al aumentar la frecuencia se cae en el intervalo de resolución para las longitudes de onda de los primeros modos de Rayleigh y Love.

En el espectro de los componentes con polarización longitudinal se puede señalar un componente, con amplitudes máximas entre 0.25 y 0.35 Hz, que también se propaga en la dirección epicentral, con velocidades entre 3.5 y 4 km/s, congruentes con las velocidades que se obtienen del modelo cortical de Campillo *et al.* (1988) para el primer modo superior de Rayleigh (R_1). Nótese que en el intervalo de frecuencias entre 0.35 y 0.45 Hz, es otro el componente ondulatorio que adquiere las amplitudes máximas. Éste se propaga en direcciones con ángulos entre 15° y 20° medidos con respecto al azimut del campo incidente (dirección radial) en el sentido horario. Los símbolos más intensos revelan que este componente se propaga con velocidad cercana a 3.5 km/s para frecuencias menores a ~0.4 Hz. Para frecuencias mayores, la velocidad de este componente se reduce a valores cercanos a 2.6 km/s. A la derecha, en el espectro de los componentes con polarización transversal, se puede señalar que el más importante está entre 0.25 y 0.4 Hz, dentro del intervalo de resolución. Este componente de amplitudes máximas se propaga con velocidades entre 3 y 4 km/s, en direcciones que varían de 15° y 20°, medidos desde la dirección radial en el sentido horario. Finalmente en ambos espectros (longitudinal y transversal) se puede señalar la presencia de un componente, de menor amplitud, que viaja con velocidades cercanas a 2 km/s. Desafortunadamente, para frecuencias mayores que 0.3 Hz, estos caen fuera del intervalo de resolución.

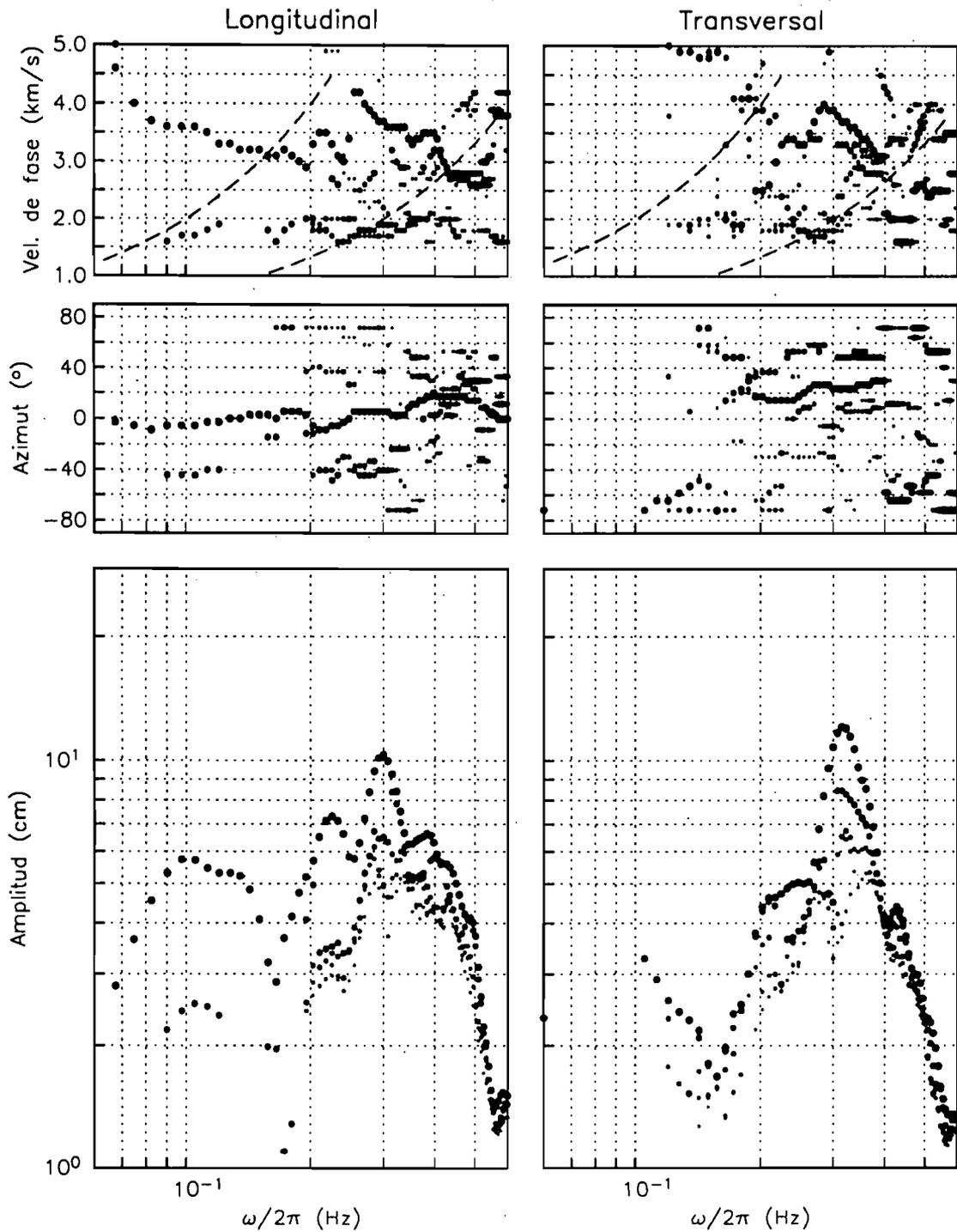


Figura V.4 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 25 de abril de 1989. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo. En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de las velocidades de partícula producidos por cada componente

En resumen, los componentes ondulatorios de mayor amplitud se encuentran en las frecuencias entre 0.25 y 0.45 Hz. Para estos componentes se obtuvieron curvas de velocidad de fase y dirección de propagación que describen el paso de ondas que corresponden a los primeros modos superiores de ondas de Rayleigh y Love a través del valle de México. Particularmente, en la curva de velocidad del componente longitudinal, se puede señalar una frecuencia de esquina, cerca de 0.4 Hz, en que la velocidad se reduce dramáticamente. En acuerdo con Bodin *et al.* (1997), esta pérdida de velocidad de R_1 se explica con un modelo de corteza en que se incluya la estratigrafía volcánica superficial del interior del valle, con espesor de dos kilómetros, aproximadamente. Al parecer, esta secuencia volcánica, formada durante el Mioceno y Oligoceno, es un conductor muy eficiente para la propagación de los primeros modos de ondas superficiales, especialmente entre 0.25 y 0.45 Hz. Estos componentes, y la presencia de otros con velocidades cercanas a 2 km/s, confirman la hipótesis de Chávez-García *et al.* (1995) sobre la interacción de ondas superficiales, guiadas por la estructura profunda, con la respuesta unidimensional de los depósitos más superficiales de suelo blando. Además de explicar la extraordinaria duración del movimiento sísmico en la zona del lago, la eficiente propagación de energía en estos modos de ondas superficiales podría estar relacionada con las amplificaciones regionales señaladas por Ordaz y Singh (1992), particularmente para este intervalo de frecuencias. Por su parte, los cambios en la dirección de propagación con respecto a la dirección epicentral, se pueden explicar como efectos de enfocamiento de energía bi y tridimensionales producidos por la geometría del contacto entre la secuencia volcánica del Mioceno y Oligoceno y las calizas subyacentes del Cretácico superior.

La interpretación de estos espectros depende de varias hipótesis. Entre otras, se tiene que el movimiento sísmico se considera estacionario. Ello se aceptó al momento de tomar el promedio de bloques con el propósito de reducir la varianza estadística de la estimación espectral (Capon, 1969). Sin embargo, se ha observado que en el análisis de señales transitorias, el promedio de bloques de tiempo reduce la resolución espectral (McClellan, 1982; Dudgeon y Mersereau, 1984). Otra de estas hipótesis, probablemente de las más fuertes, está relacionada con la falta de tiempos absolutos. Para superar esta carencia, se ha recurrido a la identificación de un modo de propagación de ondas al que se impone una velocidad horizontal aparente. En el caso del sismo del 25 de abril de 1989, se identificó el modo fundamental de ondas de Rayleigh (R_0). A éste se impuso la velocidad de fase obtenida del modelo teórico de corteza propuesto por Campillo *et al.* (1989) para el trayecto continental de la energía sísmica en el territorio mexicano. Existen argumentos suficientes para garantizar que este modo de propagación corresponde a R_0 . Sin embargo, existen incertidumbres en la asignación de los tiempos de inicio de los registros. En parte, introducidas al alinear el pulso producido por R_0 (identificado sin ambigüedad en los desplazamientos verticales) y, principalmente, al imponer una velocidad de propagación deducida de un modelo teórico de corteza. Los posibles efectos que se introducen por estos conceptos se ilustran con los siguientes resultados obtenidos con los registros del sismo del 25 de abril de 1989.

Para identificar los efectos del promedio de bloques se calcularon los espectros cinemáticos de un sólo bloque que contiene a la fase intensa del movimiento (entre los tiempos 25 y 75

s de la escala ilustrada en los desplazamientos verticales de la figura IV.3). En la figura V.5 se ilustran los espectros cinemáticos de esta porción del movimiento. Al comparar estos resultados con los que se ilustran en la figura V.4, se puede señalar que el promedio de bloques reduce las amplitudes espectrales, prácticamente, en un factor de dos. También se pueden identificar diferencias, de menor significancia, tanto entre las amplitudes relativas de los componentes modales, como entre las velocidades y direcciones de propagación. Sin embargo, no existen elementos suficientes para sancionar la pérdida de resolución en estos parámetros por el empleo del promedio de bloques. Particularmente, la reducción de las amplitudes por emplear el promedio de bloques refleja que los componentes ondulatorios más significativos en la fase intensa del movimiento (entre los tiempos 25 y 75 s) desaparecen en el movimiento posterior a la fase intensa. Es decir, que después de la fase intensa (comúnmente llamada coda), el movimiento se produjo por componentes ondulatorios tardíos que, seguramente, no están correlacionados con los modos de propagación más significativos de la fase intensa. Esta posibilidad se ilustra con los espectros cinemáticos de la figura V.6. Estos espectros se calcularon con el promedio de bloques de las codas de los registros (para tiempos mayores que 75 s de la escala de la figura IV.3). Se puede reconocer claramente que en el componente longitudinal de mayor amplitud del movimiento de coda, se presenta en el intervalo de frecuencias entre 0.25 y 0.35 Hz. Este componente viaja en una dirección azimutal cercana a 15° de la dirección epicentral, con velocidades entre 2.7 y 2.0 km/s. Este componente ondulatorio, con longitudes de onda que varían entre 10 y 6 km/s, podría estar relacionado con el pulso tardío identificado por Chávez-García y Romero-Jiménez (1996) en el mismo intervalo de frecuencias. Estos autores encontraron que el pulso tardío viaja con velocidades entre 2.2 y 2.3 km/s y concluyeron que se trata de un modo superior guiado por los estratos rocosos más superficiales bajo el valle de México, ya que su velocidad es sensiblemente menor que las velocidades predichas por el modelo de corteza de Campillo *et al* (1988). Sin embargo, el examen de las curvas de dispersión del modelo de Bodin *et al* (1988) para el interior del valle (figura IV.5), sugiere que este componente ondulatorio podría corresponder al modo R_0 , que viaja a 2.1 km/s para frecuencias cercanas a 0.3 Hz.

Para ilustrar los posibles efectos debidos a la incertidumbre en la velocidad de fase de R_0 , se analizaron espectros considerando las velocidades 2.8, 3.0 y 3.17 km/s para sincronizar los registros. Se encontró que los espectros de velocidad de fase son muy sensibles a las asignación de tiempos de inicio. En la figura V.7 se muestran estos espectros de velocidad y se comparan con las curvas de velocidad de fase de los dos primeros modos de ondas superficiales (de Rayleigh a la izquierda y de Love a la derecha) de los modelos teóricos de corteza para el trayecto (Campillo *et al.*, 1988) y para el valle de México (Bodin *et al.*, 1997). De acuerdo con estos resultados, si se asigna la velocidad del modelo para el trayecto (3.17 km/s), la velocidad del componente longitudinal identificado como el modo R_1 , se ajusta razonablemente a la curva correspondiente al modelo de trayecto, sólo en el intervalo entre 0.3 y 0.4 Hz. Precisamente, en 0.4 Hz se presenta una pérdida de velocidad que se podría correlacionar con la frecuencia de esquina de la curva de velocidad de R_1 , predicha por el modelo de Bodin *et al.*, (1997) para el interior del valle.

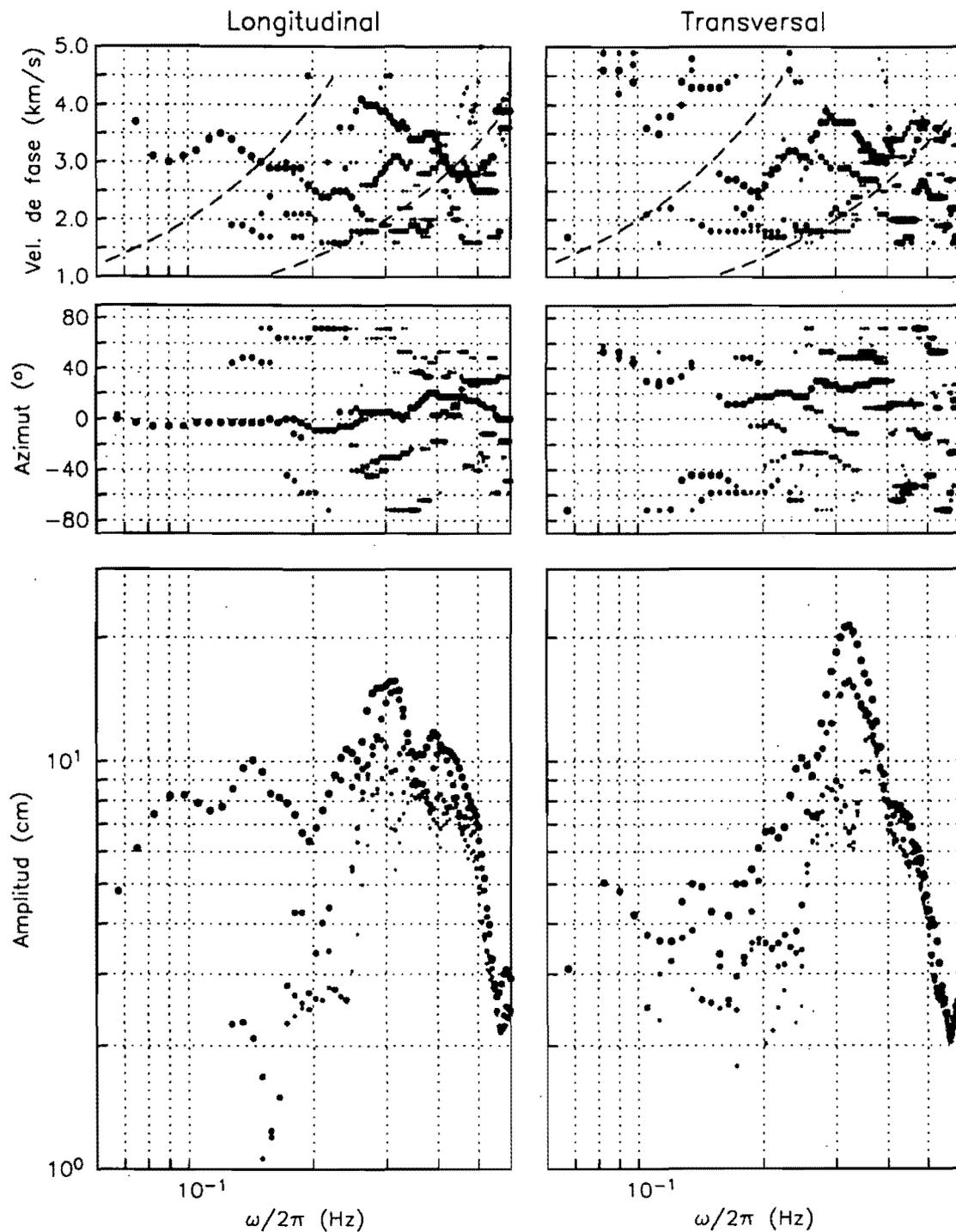


Figura V.5 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 25 de abril de 1989. Se calcularon con un sólo bloque que contiene a la fase intensa del movimiento (entre los tiempos 25 y 75 s de la escala ilustrada en los desplazamientos verticales de la figura IV.3) En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo. En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de las velocidades de partícula producidos por cada componente

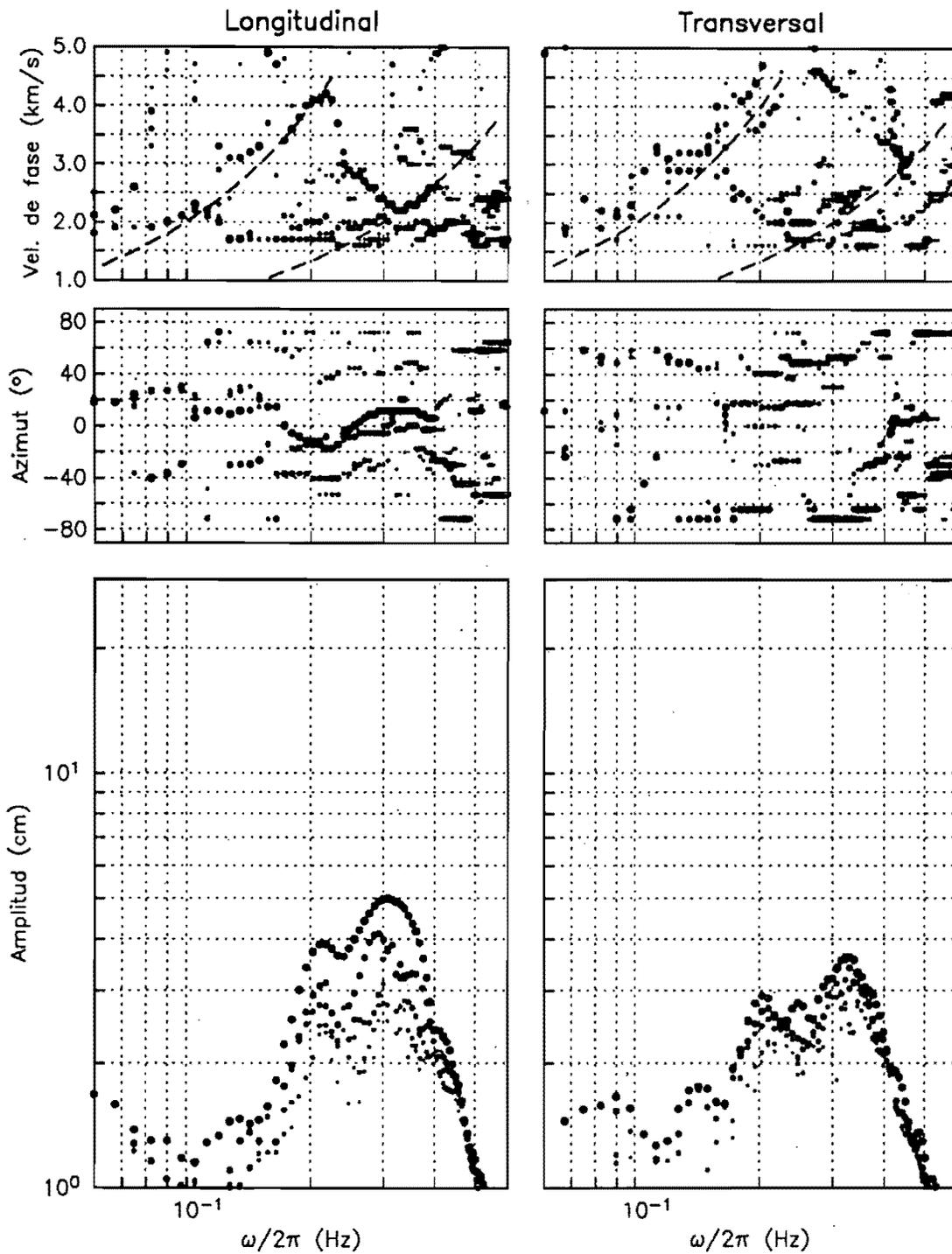


Figura V.6 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado en la coda de los registros del 25 de abril de 1989. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo. En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de las velocidades de partícula producidos por cada componente

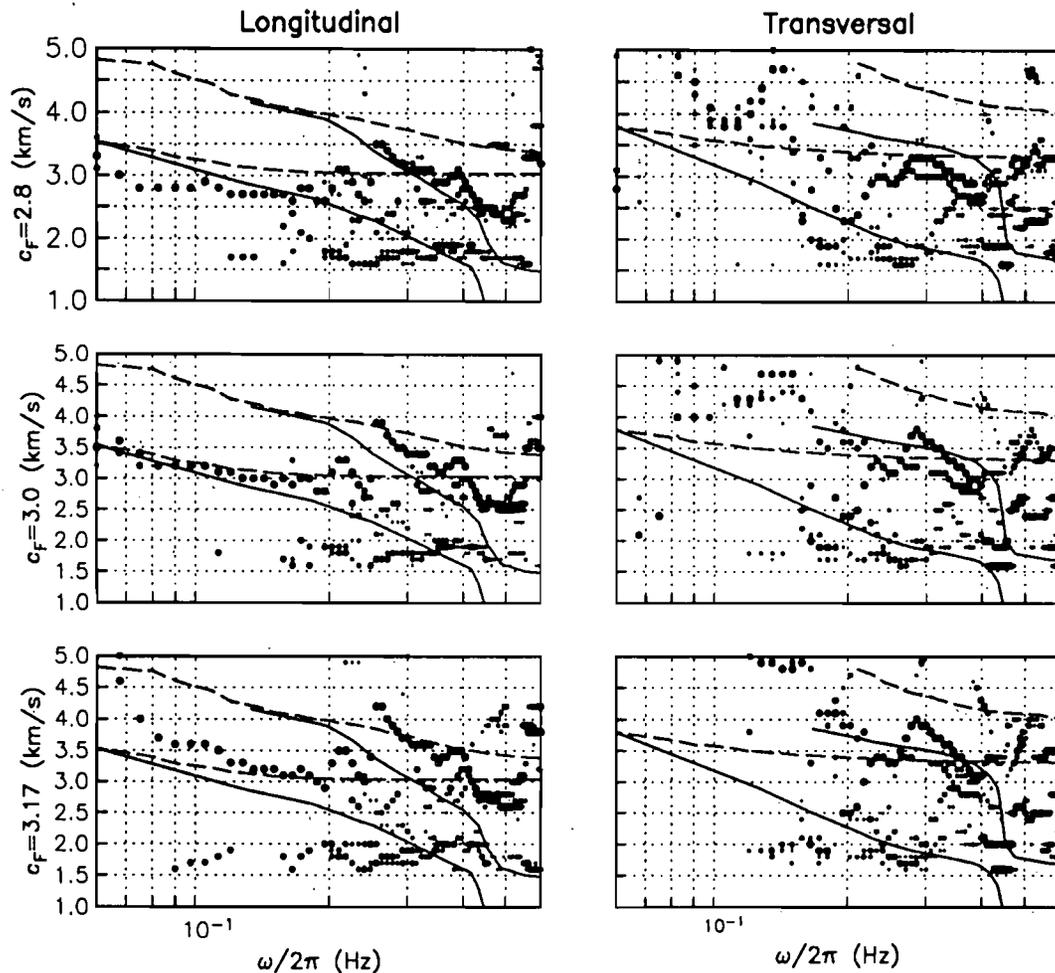


Figura V.7 Espectros de velocidad, se comparan con las curvas de velocidad de fase de los dos primeros modos de ondas superficiales (de Rayleigh a la izquierda y de Love a la derecha) de los modelos teóricos de corteza para el trayecto (Campillo *et al.*, 1988) con línea discontinua, y para el valle de México (Bodin *et al.*, 1997) con línea continua

En cambio, si se impone la velocidad 2.8 km/s, se llega a que, dentro del intervalo de resolución, existe una excelente correlación entre las velocidades de R_0 y R_1 obtenidas del análisis espectral, y las predichas por el modelo de corteza para el interior del valle. Esta es una paradoja. La información contenida en los registros debería aprovecharse para definir los detalles de un modelo de corteza que explique los retrasos (ocurridos durante el trayecto) entre componentes emitidos desde la fuente sísmica, así como los efectos que se tienen en las frecuencias susceptibles a la estructura geológica superficial del interior del valle, e incluso, para identificar y explicar las peculiaridades del campo incidente. Desafortunadamente, la asignación de tiempos a los registros desvía este propósito. En efecto, en situaciones extremas se puede llegar a la búsqueda de una velocidad que al imponerla para asignar los tiempos de inicio, se obtengan espectros del movimiento que expliquen razonablemente los modelos teóricos o que confirmen experiencias previas similares. El análisis del sismo del 11 de enero de 1997 es un magnífico ejemplo.

V.4.2 SISMO DEL 11 DE ENERO DE 1997

El sismo del 11 de enero de 1997, con $M_s=7.1$, se localizó en las coordenadas $102.76^\circ W$ y $18.22^\circ N$, frente a las costas de Michoacán. Es un sismo producido por un mecanismo de falla normal de la litósfera oceánica a una profundidad de 35 km. En los espectros de Fourier del movimiento producido por este evento, a diferencia de los correspondientes al sismo del 25 de abril de 1989, se encontró que existe una clara deficiencia energética para frecuencias menores que 0.2 Hz, aproximadamente.

Singh *et al.* (1996) identificaron una deficiencia similar en el espectro de Fourier del movimiento producido en la Ciudad Universitaria (Ciudad de México) por un sismo de profundidad intermedia ($H=55$ km), con $M_s=6.6$, ocurrido el 10 de diciembre de 1994 a una distancia epicentral de 300 km, aproximadamente. En efecto, compararon el espectro producido por este sismo con el que produjo, en el mismo sitio, un sismo somero de subducción con magnitud y distancia epicentral muy similares. Encontraron que la energía del movimiento producido por el sismo de profundidad intermedia es muy deficiente entre 0.04 y 0.3 Hz, y que fuera de este intervalo, la energía del movimiento producido por ambos temblores es de orden comparable (ver figura V.8). Estos autores señalan que el origen de esta anomalía es la profundidad focal. Explican que a unas cuantas decenas o centenas de kilómetros del epicentro de un temblor somero, la energía de baja frecuencia se propaga con eficiencia en forma de ondas superficiales de periodo largo. Agregan que para las mismas distancias epicentrales, esta eficiencia se reduce si se trata de temblores de profundidad intermedia, ya que en estos temblores, la emisión de energía de baja frecuencia se transmite en forma de ondas de cuerpo, principalmente.

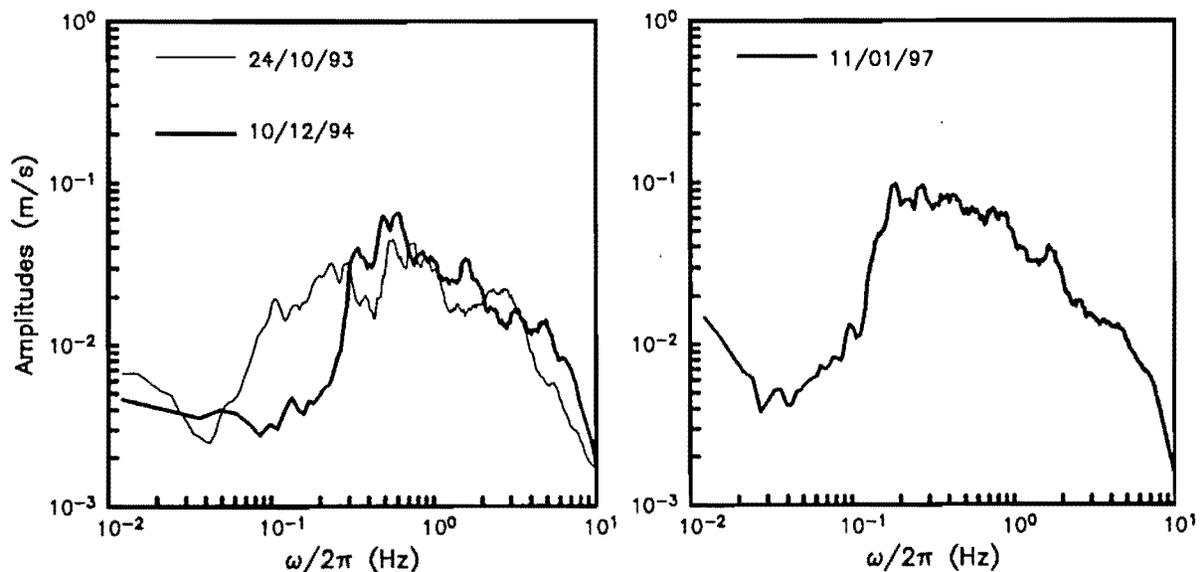


Figura V.8 Comparación entre los espectros de Fourier de los sismos del 24 de octubre de 1993, 10 de diciembre de 1994 y 11 de enero de 1997. Solo se presenta el componente ew

A la derecha de esta figura se ilustra el espectros de Fourier del sismo del 11 de enero de 1997, registrado en la Ciudad Universitaria. Nótese la deficiencia energética en frecuencias menores que 0.2 Hz. Al parecer, puede atribuirse a la ausencia de ondas superficiales de periodo largo. Ello dificulta la obtención de los tiempos de inicio. Además de que se complica identificar una forma de onda de periodo largo en todos los registros, no se tiene conocimiento previo sobre la velocidad con que ésta se propagó a través del valle. Sólo se sabe que puede tratarse de la incidencia de un paquete de ondas de cuerpo con velocidad horizontal aparente relativamente grande con respecto a la velocidad que tendrían las ondas superficiales de periodos comparables. Afortunadamente, se logró identificar una forma de onda, con periodo entre 6 y 7 s, que está presente en todos los registros del componente vertical del movimiento producido por este evento en el valle de México. Como era de esperar, sus amplitudes son significativamente pequeñas en comparación con las amplitudes que se tienen para periodos más cortos. En la figura V.9 se ilustra esta forma de onda en los desplazamientos de algunas estaciones de la RACM, filtrados en la banda de frecuencias entre 0.14 y 0.17 Hz.

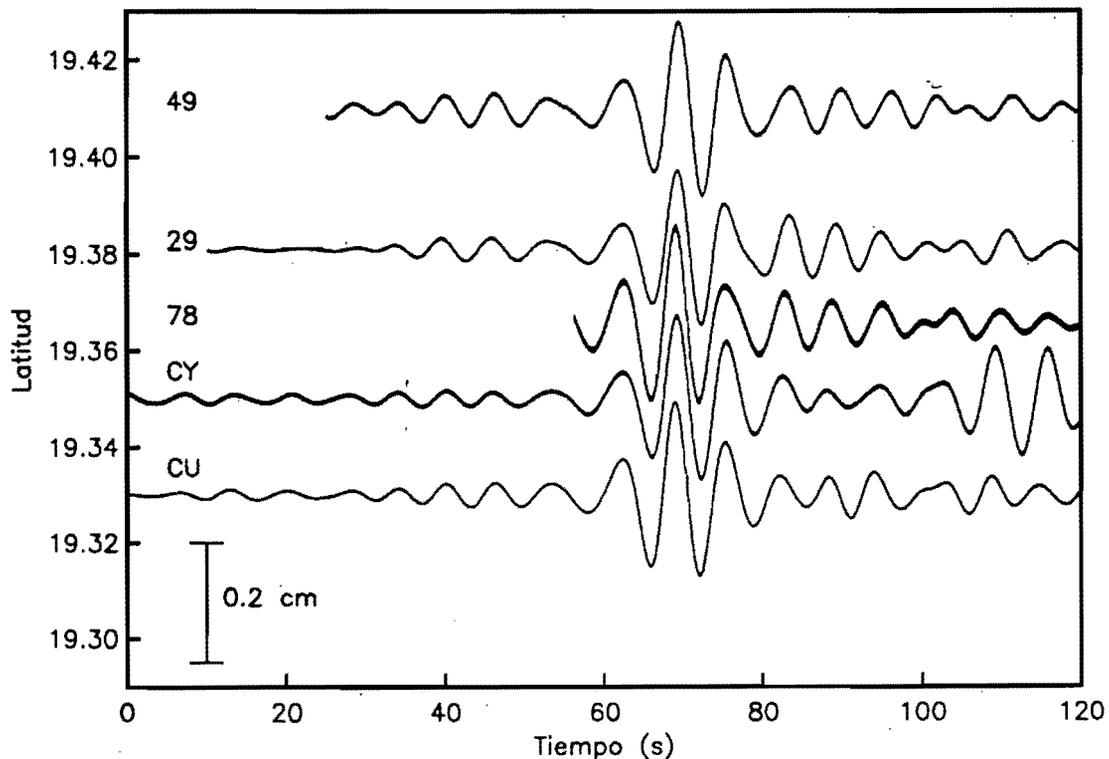


Figura V.9 Desplazamientos de cinco estaciones de la RACM producidos por el sismo del 11 de enero de 1997

Se estudiaron varios valores como velocidad aparente para la forma de onda identificada. En las figuras V.10 - V.13 se ilustran los espectros de los componentes cinemáticos (longitudinal y transversal) para las velocidades 4, 5, 6, y 7 km/s. En estas figuras, la única

identificación clara que se puede hacer es que en el intervalo entre 0.2 y 0.4 Hz, el componente longitudinal de mayor amplitud debe corresponder a la propagación de R_1 a través del valle. Si se considera que las incertidumbres en la sincronía de los registros del sismo del 25 de abril de 1989 son relativamente pequeñas, y se admite que las velocidades de fase de R_1 deben ser constantes de temblor a temblor, pues dependen de las condiciones geológicas, se tiene que la velocidad horizontal aparente de las ondas de cuerpo incidentes (con periodos entre 6 y 7 s) está entre 5 y 6 km/s.

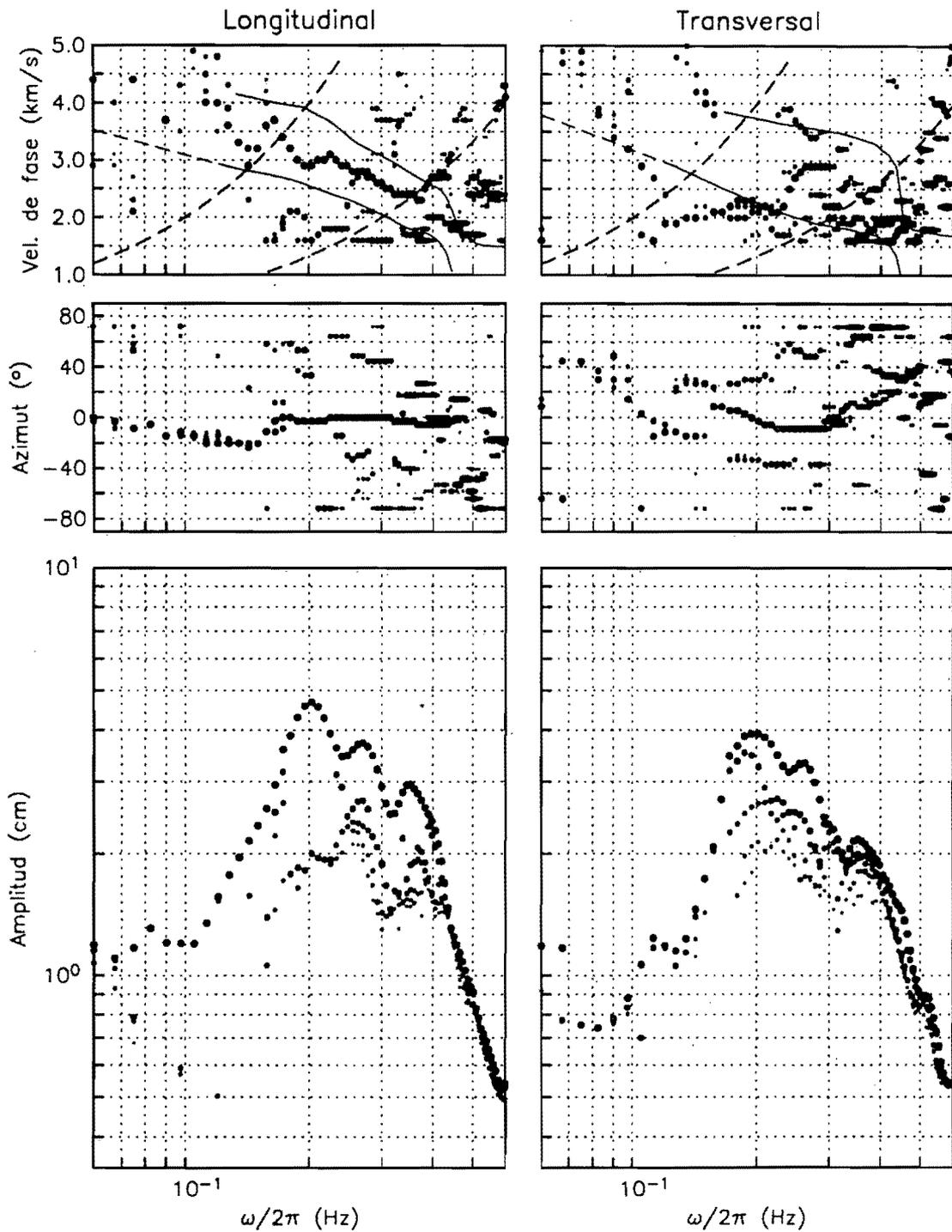


Figura V.10 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 11 de enero de 1997. Se impuso la velocidad $c = 4.0$ km/s para sincronizar los registros. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo y la frecuencia de estudio. También se indican las curvas de los dos primeros modos de ondas de Rayleigh, a la izquierda, y de Love, a la derecha, del modelo de Bodin *et al.* (1997). En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de cada componente

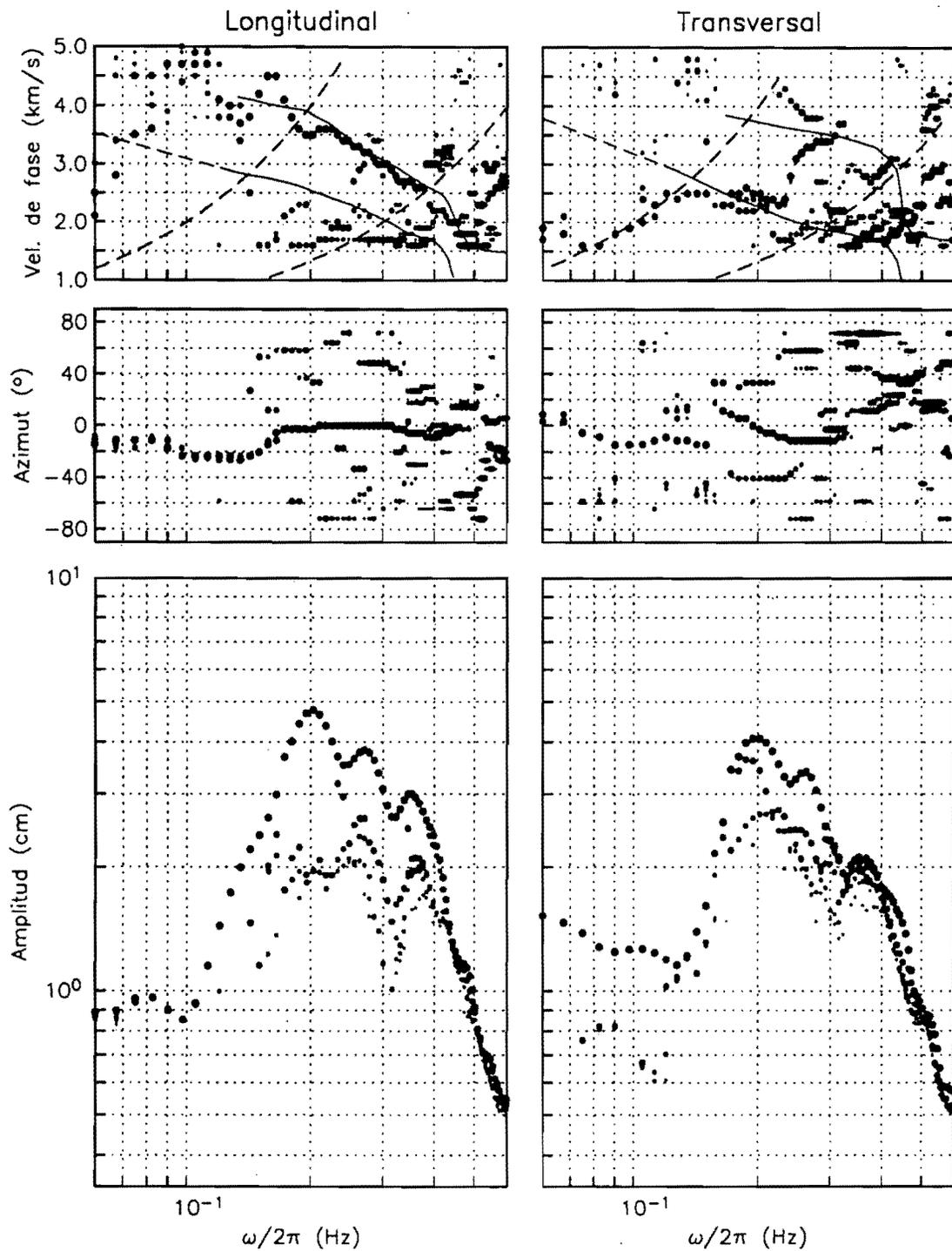


Figura V.11 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 11 de enero de 1997. Se impuso la velocidad $c = 5.0$ km/s para sincronizar los registros. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo y la frecuencia de estudio. También se indican las curvas de los dos primeros modos de ondas de Rayleigh, a la izquierda, y de Love, a la derecha, del modelo de Bodin *et al.* (1997). En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de cada componente

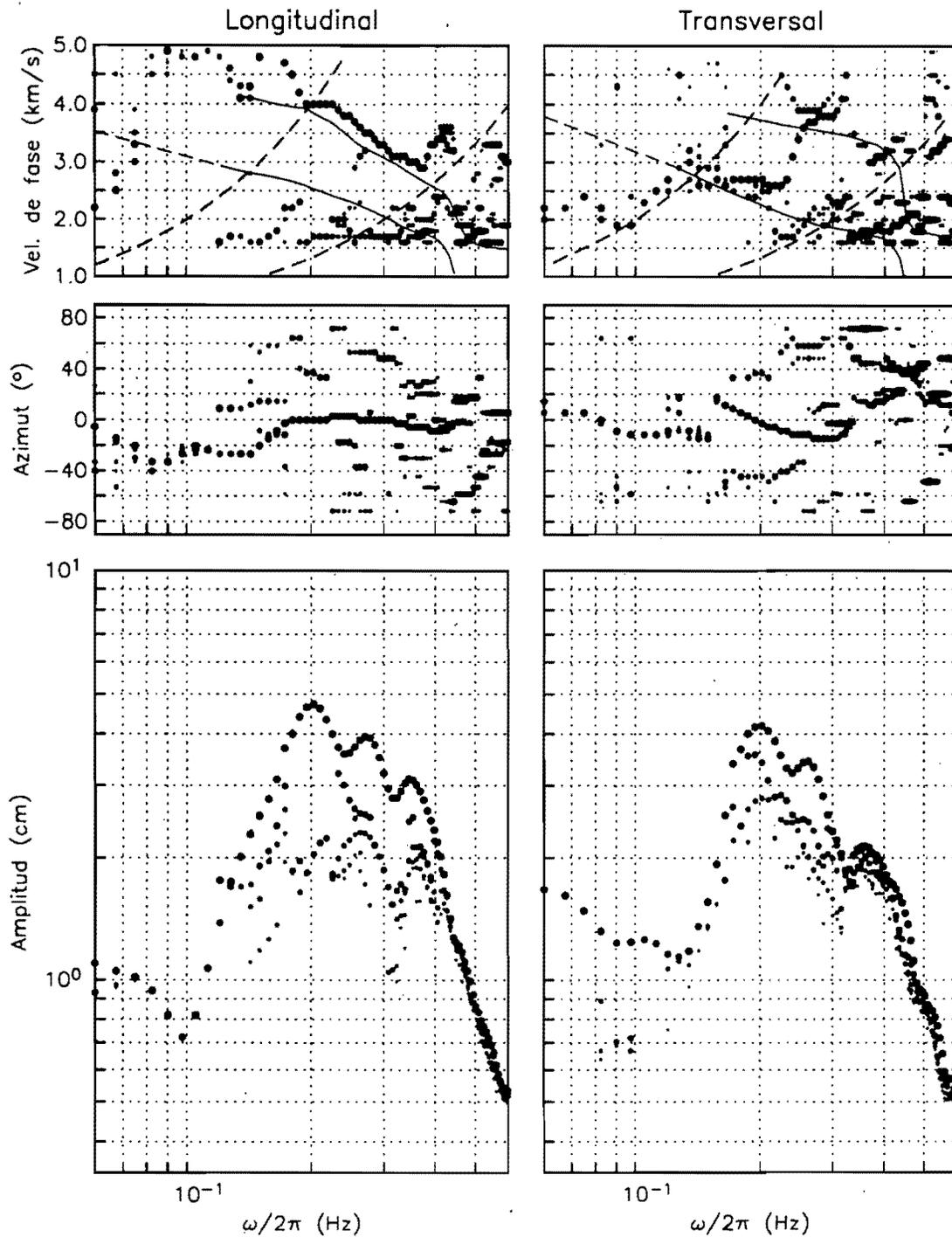


Figura V.12 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 11 de enero de 1997. Se impuso la velocidad $c = 6.0$ km/s para sincronizar los registros. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo y la frecuencia de estudio. También se indican las curvas de los dos primeros modos de ondas de Rayleigh, a la izquierda, y de Love, a la derecha, del modelo de Bodin *et al.* (1997). En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de cada componente

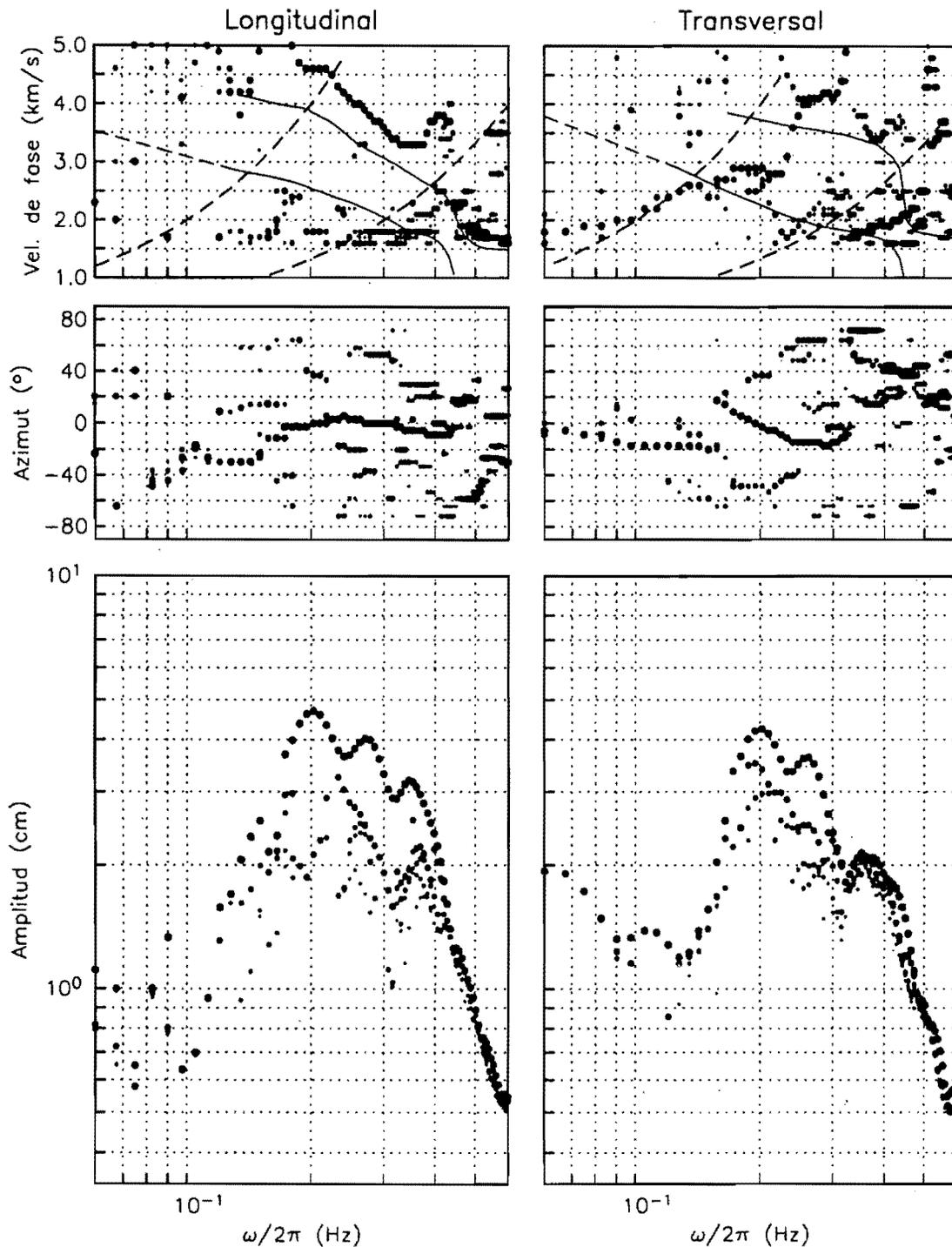


Figura V.13 Espectros cinemáticos del campo ondulatorio observado el 11 de enero de 1997. Se impuso la velocidad $c = 7.0$ km/s para sincronizar los registros. En la parte superior se indica la velocidad de fase, con líneas discontinuas el intervalo de resolución del arreglo y la frecuencia de estudio. También se indican las curvas de los dos primeros modos de ondas de Rayleigh, a la izquierda, y de Love, a la derecha, del modelo de Bodin *et al.* (1997). En la parte central se ilustran las direcciones de propagación y en la parte inferior se indican las amplitudes espectrales de cada componente

VI

CONCLUSIONES

Se empleo un procedimiento formal para la estimación de los espectros de potencia del campo ondulatorio de los componentes del movimiento sísmico registrado por un arreglo de sensores. Se mostró que la resolución de estos espectros, en el dominio frecuencia - número de onda, está controlada por la separación entre sensores y por la cobertura del arreglo.

Se presentó una sinopsis de las ecuaciones que describen la propagación de ondas de cuerpo y de superficie. Éstas, a diferencia de las ondas de cuerpo, se propagan con velocidades que dependen de la frecuencia. Se ilustró que en el dominio frecuencia - número de onda, la distribución de la energía de ondas superficiales está controlada por la velocidad de fase pero que en el dominio espacio - tiempo, la interferencia entre ondas obedece a la velocidad de grupo.

Se hizo uso del teorema de Helmholtz y de los teoremas de máxima verosimilitud para estimar los espectros de potencia de los componentes ondulatorios que producen desplazamientos en la dirección de propagación (polarización longitudinal) y en la dirección perpendicular (polarización transversal). Estos componentes están relacionados con las ondas sísmicas de polarización plana (ondas P, SV y de Rayleigh) y polarización antiplana (ondas SH y de Love).

Se adoptó una representación espectral en que se ilustran las amplitudes, direcciones y velocidades de fase de los principales componentes del campo ondulatorio. Estos se presentan con amplitudes máximas en los espectros de potencia del movimiento.

Se examinó el movimiento producido en el valle de México por los sismos del 25 de abril de 1989 y del 11 de enero de 1997. El primero de ellos es un sismo somero con $M_s=6.9$, originado en la zona de subducción frente a las costas de Guerrero. El segundo es un sismo de fallamiento normal con $M_s=7.1$ y profundidad intermedia, con epicentro localizado frente a las costas de Michoacán. El movimiento producido por estos temblores se registró ampliamente por la Red Acelerométrica de la Ciudad de México (RACM). Desafortunadamente, en ningún caso se contó con el tiempo de inicio de los registros. Para superar esta limitación, en cada caso se determinaron los tiempos de máxima correlación de una forma de onda, de periodo relativamente largo, que se identificó en todos los registros del movimiento vertical. Después se supuso la velocidad y dirección de propagación de esta forma de onda para determinar los tiempos de retraso que se tendrían en cada registro.

En los registros del sismo del 25 de abril de 1989 ya se había señalado la presencia de una onda prominente, de 10 s de periodo, que se identificó como el modo fundamental de ondas de Rayleigh. Para determinar los tiempos de retraso, se asignó la velocidad de fase del modo fundamental de ondas de Rayleigh correspondiente a un modelo de corteza aceptado para el altiplano mexicano.

En el examen de los registros del sismo del 25 de abril de 1989, se encontró que los componentes ondulatorios de mayor amplitud describen curvas de velocidad de fase que revelan el paso de ondas a través del valle y que corresponden a los primeros modos superiores de ondas de Rayleigh y Love. Al parecer, la estratigrafía volcánica superficial del interior del valle es un conductor eficiente para la propagación de los primeros modos de ondas superficiales con frecuencias entre 0.3 y 0.4 Hz. Se trata de una estructura geológica, de 2 km de espesor total, que podría producir enfocamientos y amplificaciones de la energía sísmica incidente, especialmente para el intervalo de frecuencias resonantes de los depósitos lacustres más superficiales.

Por otra parte, en los registros del 11 de enero de 1997, se observó una forma de onda, de 7 s de periodo, aproximadamente, que se identificó como un paquete de ondas de cuerpo. Se mostró que en las frecuencias bajas del movimiento sísmico en el valle de México, el contenido de ondas superficiales fue deficiente debido a la distancia epicentral y a la profundidad focal del evento estudiado. Se asignaron varios valores de velocidad horizontal aparente para este paquete de ondas de cuerpo y se encontró que con velocidades entre 5 y 6 km/s se obtienen resultados que se pueden interpretar razonablemente. En efecto, se observó que en el intervalo de frecuencias entre 0.2 y 0.4 Hz el componente longitudinal de mayor amplitud debe corresponder a la propagación del primer modo superior de ondas de Rayleigh a través del valle.

El resultado más significativo de este trabajo es que se ha mostrado que los datos registrados por la Red Acelerométrica de la Ciudad de México, contienen información que no se pensaba obtener cuando fue instalada, principalmente relacionada con la estructura de la geología profunda del valle y con las ondas superficiales que se propagan en el interior. Debido a que el propósito, de la RACM era cuantificar las amplificaciones dinámicas locales para conocer el peligro sísmico que enfrentan las obras civiles de la ciudad, no se

requería que los registros del movimiento estuvieran sincronizados. La falta de tiempos absolutos impide que la información contenida en los registros pueda aprovecharse para detallar un modelo cortical más apropiado para el antiplano mexicano. En este trabajo se calibró el tiempo de inicio a los registros para ajustarse a los modelos de corteza existentes.

AGRADECIMIENTOS

Especialmente expreso mi agradecimiento a Luis Eduardo porque además de brindarme su amistad, compartió pacientemente sus conocimientos. Su entereza, confianza y ayuda fueron fundamentales para realizar este trabajo.

Le agradezco al Dr. Francisco J. Sánchez Sesma el apoyo brindado.

Al Dr. Francisco Chávez García le agradezco los comentarios y críticas que contribuyeron a mejorar este trabajo. A los M. en C. Miguel Rodríguez González y a José Luis Rodríguez Zúñiga la revisión del texto y sus acertados comentarios.

A mis amigos, en especial a Raúl, Osvaldo y Lety. Su amistad es de las cosas que más valoro.

A mis compañeros de trabajo.

Este trabajo se realizó en el Centro de Investigación Sísmica A. C. de la Fundación Javier Barros Sierra A. C. Y fue patrocinado por CONACyT a través del convenio 3507PA.

-
- Aki K y P G Richards (1980). "Quantitative Seismology: Theory and Methods". Ed. *W H Freeman*, San Francisco, CA.
- Bodin P, J Gomberg, S K Singh y M Santoyo (1997). Dynamic Deformations of Shallow Sediments in the Valley of Mexico, Part I: Three-Dimensional Strains and Rotations Recorded on a Seismic Array, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **87**, 5528-539.
- Campillo M, P-Y Bard, F Nicollin y F J Sánchez-Sesma (1988). The incident wavefield in Mexico City during the Great Michoacan earthquake and its interaction with the deep basin, *Earthquake Spectra* **4**, 591-608.
- Campillo M, J C Gariel, K Aki y F J Sánchez-Sesma (1989). Destructive strong ground motion in Mexico City: source, path, and site effects during the great 1985 Michoacan earthquake, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **79**, 1718-1735.
- Capon J, R J Greenfield y R J Kolker (1967). Multidimensional maximum-likelihood processing of a large aperture seismic array, *Proceedings IEEE* **55**, 192-211.
- Capon J (1969). High resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proceedings IEEE* **57**, 1408-1418.

- Chávez-García F J, J Ramos-Martínez y E Romero-Jiménez (1995). Surface-wave dispersion analysis in Mexico City, *Bulletin of the Seismological Society of America* **85**, 11168-1126.
- Chávez-García F J y E Romero-Jiménez (1996). Análisis de los acelerogramas registrados en la Ciudad de México durante el temblor del 25-04-89. Evidencias de una posible explicación para la gran duración del movimiento fuerte. *Revista de Ingeniería Sísmica* **54**, 1-15.
- COVITUR (1987). "Manual de diseño geotécnico", *Comisión de Vialidad y Transporte Urbano*, Vol. 1, México, D. F.
- Dudgeon D E y R M Mersereau (1984). "Multidimensional digital signal processing", *Prentice Hall Inc. New Jersey*, 400 pp.
- Flores C F (1996). "Análisis espectral de datos sísmicos", *tesis de licenciatura presentada a la Facultad de Ingeniería, UNAM*, México.
- Fung Y C (1977). "A first course in continuum mechanics", *Ed. Prentice Hall Inc, New Jersey*.
- Green P E Jr, R A Frosch y C F Romney (1965). Principles of an experimental large aperture seismic array (LASA), *Proceedings. IEEE* **53**, 1821-1833.
- Hsu H P (1970). "Análisis de Fourier", *Ed. Fondo Educativo Interamericano, S. A., México*.
- Jaime A (1988). "Geotecnia y sismicidad en el valle de México", *Series del Instituto de Ingeniería*, No. **D-29**, Instituto de Ingeniería, UNAM, México.
- Jurkevics A (1988). Polarization analysis of three-component array data, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **78**, 1725-1743.
- Kværna T y D J Doornbos (1986). An integrated approach to slowness analysis with arrays and three-component stations, *Semiannual Technology Summary, 1 October 1985-31 March 1986*, NORSAR Scientific Report No. 2-85/86, Kjeller, Norway.
- Marsal R J y M Mazari (1959). "El subsuelo de la Ciudad de México", *UNAM, segunda edición*, México.
- Marsal R J y M Mazari (1990). Desarrollo de la Mécanica de Suelos en la Ciudad de México, *El Subsuelo de la Cuenca del valle de México y su relación con la Ingeniería de Cimentaciones a cinco años del sismo*, *Memorias*, México, D. F.

- McClellan J (1982). Multidimensional Spectral Estimation. *Proceedings IEEE* **70**, 1029-1039.
- Mooser F (1990). Estratigrafía y Estructura del valle de México, *El Subsuelo de la Cuenca del valle de México y su relación con la Ingeniería de Cimentaciones a cinco años del sismo, Memorias*, México, D. F.
- Mooser F, A Montiel y A Zúñiga (1996). "Nuevo mapa geológico de las cuencas de México, Toluca y Puebla. Estratigrafía, tectónica regional y aspectos geotérmicos", *Comisión Federal de Electricidad*, México.
- Mykkeltveit S, K Åstebøl, D Doornbos y E Husebye (1983). Seismic array configuration optimization, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **Am.** **73**, 173-186.
- Oppenheim A V y R W Schafer (1975). "Digital Signal Processing", *Englewood Cliffs, Prentice Hall Inc. New Jersey*.
- Ordaz M y S K Singh (1992). Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from Mexican earthquakes, and evidence of amplification in the hill zone of Mexico City, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **82**, 24-43.
- Papoulis A (1962). "The Fourier Integral and its applications", *Ed McGraw-Hill International Book Company*, New York.
- Pérez-Rocha L E, F J Sánchez-Sesma y E Reinoso (1991). Three-dimensional site effects in Mexico City: evidence from accelerometric network observations and theoretical results. *Fourth International Conference on Seismic Zonation*. Sn Fco. Cal., agosto 26-29.
- Pérez-Rocha L E y F J Sánchez-Sesma (1995). Análisis de los datos de la Red Acelerométrica de la Ciudad de México con técnicas espectrales. *Revista de Ingeniería Sísmica* **49**, 21-38.
- Ringdal F y E S Husebye (1982). Application of arrays in the detection, location and identification of seismic events, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **72**, S201-S224.
- Sánchez-Sesma F J, L E Pérez-Rocha y E Reinoso (1993). Ground motion in Mexico City during the April 25, 1989 Guerrero Earthquake, *Tectonophysics* **218**, 127-140.
- Santoyo E y Gutiérrez C (1990). Estratigrafía y muestreo inalterado de los suelos lacustres del valle de México, *El Subsuelo de la Cuenca del valle de México y su relación con la Ingeniería de Cimentaciones a cinco años del sismo, Memorias*, México, D. F.



- Sauter F (1989). "Introducción a la sismología", Ed. *Tecnológica de Costa Rica*, Costa Rica.
- Singh S K, R Quaas, M Ordaz, F Mooser, D Almora, M Torres y R Vásquez (1995). Is there truly a "hard" rock in the Valley of Mexico?, *Geophysical Research Letter* **22**, 481-484.
- Singh S K, M Ordaz y L E Pérez-Rocha (1996). The Great Mexican Earthquake of 19 June 1858: Expected Ground Motions and Damage in Mexico City from a Similar Future Event, *Bulletin of the Seismological Society of America*. **86**, 1655-1666.
- Singh S K (1999). Comunicación Personal.
- Yaglom A M (1962). "An introduction to the Theory of Stationary Random Functions". Ed. *Englewood Cliffs, Prentice Hall, New Jersey*.