2-1

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

PREDICCION DE MOVIMIENTOS FUERTES EN LA CIUDAD DE MEXICO, USANDO REGISTROS DE TEMBLORES PEQUEÑOS COMO FUNCIONES DE GREEN EMPIRICAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

INGENIERO GEOFISICO

P R E S E N T A :

JORGE AGUIRRE GONZALEZ

MEXICO, D. F. 1990

RESUMEN

Se aplica un método que permite simular movimientos sísmicos fuertes a partir de registros de temblores pequeños ocurridos cerca del sitio donde se pretende realizar la simulación.

El método aquí utilizado aprovecha la información de trayectoria y de sitio contenida en el registro de un sismo de pequeña magnitud. Mediante el método de superposición propuesto por Irikura (1983) y utilizando la ley de escalamiento espectral (ω^{-2}) propuesta por Aki (1967) se modifican los parámetros de la fuente sísmica del sismo pequeño con objeto de hacerla más energética y poder sintetizar el sismo de mayor magnitud.

El objetivo de este trabajo es el de simular movimientos sísmicos en algunas zonas de la Ciudad de México debido al movimiento producido por una supuesta ruptura de grandes dimensiones en una región con alto potencial sísmico frente a las costas del estado de Guerrero. Para ello se consideran varios escenarios factibles.

La aplicación de este método de simulación de movimentos sísmicos fuertes al caso de la Ciudad de México ha sido posible debido a la disponibilidad de una buena cantidad de acelerogramas de pequeños temblores que ha proporcionado la red de acelerógrafos digitales (aproximadamente 80) distribuidos en gran parte de la ciudad.

INDICE

1.- INTRODUCCION

El fenómeno natural que da origen a los movimientos de tierra llamado sismo (en general) o terremoto (cuando es demasiado fuerte), es ampliamente conocido por sus manifestaciones muchas veces destructivas y en algunas otras devastadoras. Los estudios realizados sobre esto fenómeno permiten saber que, en un determinado sitio, los movimientos ocasionados por la energia liberada repentinamente en forma de ondas sismicas dependen de tres factores fundamentales: la fuente sismica las caracteristicas del medio por el que viajan estas ondas y los efectos de sitio.

Con respecto a la fuente sismica, una de las primeras investigaciones sobre este tema fue hecha por Reid en 1910 quien, basado en estudios sobre los efectos del terremoto que afectó a la ciudad de San Francisco en 1906, propuso la teoria del rebote elástico

"En la década comprendida entre 1920 y 1930 sismólogos japoneses descubrieron la regularidad en la distribución de signos de los primeros arribos de las ondas sismicas, lo que dio origen al concepto de plano nodal. Nakano (1923) formuló el problema de modelar la fuente puntual en un medio elástico para la cual la distribución de signos de los primeros arribos coincide con los observados para un sismo .Además usando los desplazamientos debidos a una fuente puntual derivó expresiones para diversas fuentes dipolares. Se puede decir que la publicación de Nakano inició el estudio cuantitativo de la fuente sismica. La determinación de la fuerza de cuerpo equivalente comprende solo la mitad del problema de definir la fuente sismica, ya que también es necesario relacionar las caracteristicas de esta equivalencia con algún concepto físico de la fuente sísmica real, es decir al concepto involucrado en la teoría de rebote elástico de Reid. Esta equivalencia se refleja en el término denominado "solución del plano de falla". Consideraciones imprecisas acerca de este problema condujeron a la formulación de dos modelos contradictorios de fuente puntual, el par simple y el doble par, basados en el mismo modelo físico (la dislocación). Ambos modelos puntuales explican la presencia de planos nodales para ondas longitudinales, uno de los cuales coincide con el plano de falla en la fuente Sin embargo, mientras que el patrón de radiación debido a un doble par es simétrico con respecto a los planos nodales, el par simple no tiene dicha simetría. Esta falta de simetría permitiría, si el modelo de par simple fuese correcto, la determinación del plano de falla real a partir de los signos de los arribos de ondas S. La imposibilidad de determinar este plano de falla en el contexto del modelo de doble par, creó una interpretación alternativa de la orientación requerida de los ejes de la fuente puntual. Con objeto de indicar que estos ejes coinciden con los ejes principales del tensor de esfuerzos inicial causante del sismo, se introdujo la notación convencional P, T, y B, donde P denota compresión, T dilatación y B es un eje libre de esfuerzos. Estos ejes son los ejes principales del tensor de momentos de la fuente puntual equivalente. Ellos caracterizan la distribución de fuerzas de cuerpo ficticias que podrían generar, en el espacio completo, el mismo campo elástico que es realmente producido por la dislocación (fractura) en la fuente."(Kostrov et al.,1988)

La discusión del modelo de fuente puntual equivalente concluyó con la aceptación del modelo de dislocación. Más tarde, por medio de las funciones de Green dinámicas se pudo relacionar el modelo de doble par con la distribución de deslizamiento final sobre la falla debida a un sismo. Con estas funciones de Green, es posible obtener una expresión para los componentes de un campo elástico en cualquier punto en términos de la distribución e historia del desplazamiento relativo sobre la falla. La simplicidad de esta representación condujo al desarrollo de una gran variedad de modelos de fuente. La característica común de estos modelos era que la distribución del desplazamiento relativo sobre la superficie de la falla se suponía arbitraria (y en muchos casos constante), y no era claro hasta que punto los resultados dependían de la elección de una distribución particular.

Para describir la fractura en una fuente sísmica como una ruptura es necesario conocer: la distribución inicial de esfuerzos sobre la superficie de la fractura antes del sismo, las leyes que gobiernan su propagación y la interacción en las caras de la falla. En el caso de la fractura, cuando esta se describe como una dislocación (desplazamiento súbito dado como una función de espacio y tiempo), se denomina descripción cinemática, y cuando se describe como una ruptura, descripción dinámica. Con base en lo anterior la descripción cinemática de la fractura es una base insuficiente para la teoría de fuentes sísmicas debido a que el desplazamiento súbito en la falla no puede relacionarse con las leyes físicas que gobiernan la nucleación y propagación de fracturas en un medio continuo, ni con las condiciones físicas que produce una fractura particular

"Desde los años sesentas, ha tenido aceptación general la descripción dinámica de la fuente. Con ella se han introducido nuevos parámetros de la fuente, tales como: caída esfuerzos, deslizamiento promedio, y área de ruptura, que han remplazado a otros que no podían considerarse formalmente en el contexto del modelo de ruptura. Benioff (1951) desarrolló una teoría fundamentada en estos conceptos, la cual se basa en la suposición de que la fractura en una fuente sísmica ocurre cuando los esfuerzos en un volumen alcanzan el valor de resistencia de la roca, el material rompe dentro del volumen completo (la fuente volumétrica), y la energía elástica en ese volumen se libera. Supuso que esta energía coincide con la energía sísmica. La energía se libera cuando la deformación elástica se transforma (total o parcialmente) en deformación no elástica como resultado de la fractura. Benioff (1955), aplicó esas consideraciones a la secuencia de réplicas del sismo de California de 1952 (Kern Country, 1952) la cual, en su época, fue la más extensamente registrada que cualquier otra secuencia de réplicas previa. Esta fue la primera ocasión en que sismógrafos portátiles y sensibles se instalaron en gran escala y en pocas horas después del evento principal en una área sísmica con buena distribución azimutal alrededor del área epicentral. Benioff supuso que el volumen de la fuente de las réplicas coincidía con el volumen de la fuente del evento principal. No obstante que esta teoria fue rápidamente aceptada por los sismólogos prácticos, pronto llegó a ser claro que no podía aceptarse sin reservas, ya que la energia de deformación elástica también puede decaer en el medio que circunda su volumen. Un intento por modificar la teoria de Benioff fue hecho por Bullen (1953), quien identificó el volumen de la fuente con el volumen en el cual los esfuerzos eran cercanos al límite de resistencia al esfuerzo antes del sismo. Más tarde, Bullen (1953) extendió este volumen, considerándolo como la región donde se acumula la mayor parte de la energia liberada durante el sismo. De esta manera, él considera que toda la energia de deformación elástica liberada durante un sismo se confina en un volumen finito alrededor de la fuente y que ese volumen no es mayor en un orden de magnitud que la región de ruptura de la fuente."(Kostrov et al.,1988)

En la teoria de Benioff la energia de un sismo es determinada por el volumen sismico, por lo tanto a un sismo grande le corresponden grandes esfuerzos y a uno pequeño menores esfuerzos. Tsuboi (1956) sugirió que los esfuerzos para grandes y pequeños sismos son los mismos pero que el volumen difiere y entonces los grandes sismos corresponden a volúmenes más grandes de la fuente que los de los sismos pequeños.

Los trabajos de Benioff, Bullen y Tsuboi se basan en la suposición de que un sismo tiende a liberar totalmente la energia elástica acumulada en el volumen de la fuente. Sin embargo, dado que el total de la energia liberada durante un sismo está relacionado al área de ruptura y a la caída de esfuerzos en la fuente, no es necesario el concepto de volumen de la fuente. Por ello los conceptos de volumen de fuente y liberación de esfuerzos debieron remplazarse por los de área de ruptura y caída de esfuerzos.

En general, para obtener una completa descripcion de la fuente sismica es necesario determinar, en espacio y tiempo, tanto el deslizamiento como el campo de esfuerzos en la falla. "La investigación sobre las propiedades del problema inverso mostraron que esta descripción era dificil, si no es que imposible. En lugar de ello, se pueden determinar algunas carcteristicas generales de la fuente, como por ejemplo la caida de esfuerzos, el deslizamiento promedio sobre la falla o el tensor de momento sismico. Si los ejes principales del tensor de momento sismico no cambian, esto es, si la direcciones de fallamiento y de deslizamiento sobre la falla no cambian, entones la historia en tiempo del tensor de momento puede dividirse en el tensor de momento sismico (estático) y en una función que describa su dependencia con respecto al tiempo. Esta función se llama función temporal de fuente. Desde 1981 los tensores de momento sismico se determinan y reportan rutinariamente " (Kostrov et al.,1988). Actualmente la solución del plano de falla se infiere no solo a partir de los signos de los primeros arribos, sino también con los ejes principales del tensor de momento sismico. Ocasionalmente se observan diferencias entre ambas soluciones. Tales diferencias pueden a veces interpretarse fisicamente como variaciones en la dirección del plano de falla durante la propagación Las funciones temporales de fuente son ahora también una cantidad comunmente determinada (Ruff y Kanamori (1983), Helmberger (1983), y Ruff (1983)). La intepretación de la función temporal de fuente en términos de los procesos fisicos que ocurren en una fuente sismica requiere de intuición combinada con modelado matemático. A pesar de la importancia del papel de la intuición del sismólogo, dichas interpretaciones son de considerable importancia y han proporcionado un fuerte apoyo para modelos de procesos de fallas heterogéneas.

El progreso intensivo hecho sobre el estudio de las fuentes sismicas, especialmente el desarrollo de métodos para determinar los parámetros de la ruptura, necesitó de una teoria fisica de la fuente sismica que permitiese interconectar tales parámetros mediante relaciones causales y lógicas Como base de esta teoría se encuentran la mécanica del continuo, la mecánica de la fractura y nociones físicas de la fuente. Una forma de relacionar dichos parámetros, que ha influido notablemente en la comprensión de la fuente sísmica, se encuentra en el artículo de Aki (1967), "Scaling Law of Seismic Spectrum", donde propone el modelo ω^2 que permite obtener la dependencia entre la amplitud espectral de dos sismos ocurridos en el mismo lugar y con iguales patrones de radiación pero diferente tamaño.

Con repecto a la trayectoria de la energía sísmica desde la fuente hasta un sitio particular, el fenómeno de propagación de ondas sísmicas es muy complejo dado que estas viajan a través de un medio que tiene: superficie libre; variaciones sistemáticas de velocidad con la profundidad; variaciones laterales de gran escala (montañas y depósitos); variaciones laterales de pequeña escala; y propiedades elásticas muy diferentes en sitios particulares de observación (condiciones locales del suelo). Es claro percatarse de la dificultad que existe para modelar los efectos producidos por este medio tan complejo. Sin embargo numerosos estudios de movimientos del terreno de sismos bien instrumentados y modelos numéricos de propagación de ondas en estructuras complejas, cada vez más realistas, estan incrementando nuestra capacidad para entender y predecir estos registros tan complejos.

Una de la zonas de generación de actividad sísmica más importantes en nuestro país se encuentra a lo largo de la costa del Pacífico y es debida a la subducción de la placa de Cocos por debajo de la placa de Norteamérica. Gran cantidad de sismos se reportan mensualmente en dicha zona costera , siendo la mayor parte de ellos de magnitud moderada. Los sismos fuertes son más escasos y su periodo de recurrencia es actualmente motivo de investigación (Suárez y Monfret, 1990). Diferentes autores han detectado en zonas como ésta, ausencia de macrosismicidad ($Ms\geq7.0$) durante largos periodos de tiempo. A las áreas que presentan estas caracteristicas se les conoce como gaps. Singh *et al.* (1981) hacen una revisión de los gaps sísmicos localizados en la zona de subducción de México. Destaca en sus análisis el ubicado en Guerrero ya que presenta un alto potencial sísmico a corto plazo. Debido a este alto potencial sísmico, resulta necesario evaluar los posibles efectos que un eventual sismo de gran magnitud tenga en la zona centro del país y, en particular, en la Ciudad de México.

Una manera de evaluar estos efectos es la simulación de registros de grandes movimientos sísmicos utilizando modelos teóricos que involucran los parámetros de la fuente sísmica, las propiedades físicas del medio por el que viajan las ondas, la atenuación de la energía sísmica en la región, y finalmente el efecto de las condiciones locales. Sin embargo, esa gran cantidad de parámetros involucrados, algunos de ellos parcial o totalmente desconocidos, hacen incierto el uso de estos modelos. Es por ello que se ha recurrido a métodos más simples que contemplen todos estos parámetros de manera implícita. Uno de estos métodos fue propuesto por Harzell (1978) quien hizo una superposición de réplicas para simular los registros del sismo de Imperial Valley de 1940 Más tarde, siguendo también un método similar aparecen, entre otros, trabajos de Kanamori, (1979); Hadley y Helmberger, (1980), Irikura y Maramatu, (1982). La idea de usar registros de temblores pequeños como funciones de Green empíricas tiene la finalidad de aprovechar la información de efectos de sitio y de trayectoria contenidas en ellos

Para predecir movimientos fuertes en la Ciudad de México a partir de registros de temblores pequeños, en este trabajo se utiliza el método de superposición propuesto por Irikura (1983) y mediante la ley de escalamiento espectral ω^{-2} propuesta por Aki (1967), se modifican los parámetros de la fuente sísmica haciéndola más energética con objeto de obtener sismos de mayor magnitud

Primeramente, con objeto de calibrar este método, se simula el sismo del 25 de Abril de 1989 usando la réplica principal del 2 de mayo del mismo año obténiendose resultados satisfactorios. Se realiza entonces la predicción de movimientos sísmicos en algunas zonas de la Ciudad de México debido al movimiento producido por una supuesta ruptura de grandes dimensiones en una región con alto potencial sísmico frente a las costas del Estado de Guerrero. Para ello se consideran varios escenarios factibles.

La aplicación de este método de simulación de movimientos sísmicos fuertes al caso de la Ciudad de México ha sido posible debido a la disponibilidad de una buena cantidad de acelerogramas de pequeños temblores que han proporcionado la red de acelerógrafos digitales (aproximadamente 80) distribuidos en gran parte de la ciudad. Esta red de acelerógrafos está a cargo de tres instituciones: el Instituto de Ingeniería de la UNAM, la Fundación ICA, y la Fundación Javier Barros Sierra.

La información que se obtenga de sismos futuros permitirá mejorar modelos de predicción como el que aquí se utiliza, permitiendo con ello minimizar la incertidumbre al conocer de manera más aproximada los parámetros involucrados en este fenómeno tan complejo.

2.- FUNCION DE GREEN EN ELASTODINAMICA

Un medio elástico es aquel que cumple con la ley de Hooke, es decir, aquel en el que las deformaciones que sufre son proporcionales a los esfuerzos que las provocan.

Para deformaciones infinitesimales en el medio continuo el tensor de deformaciones es (Fung, 1977)

$$e_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) = \frac{1}{2}\left(u_{i,j} + u_{j,i}\right) \qquad (2.1)$$

Entonces la ley de Hooke se expresa de la siguiente manera

$$\tau_{ij} = c_{ijkl}\, e_{kl} \qquad (2.2)$$

donde τ_{ij} son los componentes del tensor de esfuerzos. Tomando en cuenta que los tensores de esfuerzos y de deformaciones tienen 9 componentes cada uno por ser de segundo orden, las constantes elásticas del medio representadas como c_{ijkl} forman un tensor de 4° orden. Esto significa que dicho tensor tiene 81 componentes ya que cada componente del tensor de esfuerzos está asociado a un tensor de deformaciones. Considerando que tanto el tensor de esfuerzos como el de deformaciones son simétricos, obtenemos 21 constantes elásticas distintas y si consideramos el medio isótropo los parámetros elásticos del medio se reducen solo a dos, y la expresión (2.2) queda

$$\tau_{ij} = \delta_{ij}\,\lambda\, e_{kk} + 2\,\mu\, e_{ij} \qquad (2.3)$$

donde δ_{ij} es la delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1,\ i=j$, y $\delta_{ij} = 0$, $i \neq j$),

λ y μ son los parámetros elásticos conocidos como constantes de Lamé y $e_{kk} = e_{11} + e_{22} + e_{33} = \theta$, es la dilatación cúbica o cambio de volumen por unidad de volumen.

Las tracciones T_i que actúan sobre una superficie cuya normal es ν_i pueden representarse en términos de los componentes del tensor de esfuerzos τ_{ij} de acuerdo con la siguiente relación (ecuación de Cauchy)

$$T_i = \sum_{j=1}^{3} \tau_{ij}\, \nu_j = \tau_{ij}\, \nu_j \qquad (2.4).$$

Al aplicar la segunda ley de Newton a un medio continuo de volumen V limitado por una superficie cerrada S, se obtiene la formulación de Euler de la ecuación de movimiento

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho\, \dot{u}_i\, dv = \int_V f_i\, dv + \int_s T_i\, ds \qquad (2.5)$$

donde ρ es la densidad de masa; u_i son los componentes del vector de desplazamientos; $\dot{u}_i = \frac{du_i}{dt}$; t denota tiempo; f_i son las fuerzas actuando en cada elemento diferencial de volumen dv; y T_i los esfuerzos actuando en cada elemento diferencial de superficie ds.

Sustituyendo las ecuaciones (2.1), (2.2) y (2.4) en la ecuación (2.5) y después de agrupar las integrales de volúmen y de superficie se tiene

$$\int_V (\rho\, \ddot{u}_i - f_i)\, dv = \int_S c_{ijkl}\, u_{k,l}\, \nu_j\, ds \qquad (2.6)$$

Aplicando el teorema de Gauss a la parte izquierda de la ecuación (2.6), escrita en forma diferencial para un medio isótropo y homogéneo, dicha ecuación se convierte en

$$\rho\, \ddot{u}_i - f_i = (\lambda + \mu)\, u_{j,ji} + \mu\, u_{i,kk} \qquad (2.7)$$

La ecuación (2.7) es una ecuación diferencial inhomogénea en derivadas parciales y de segundo orden con respecto al tiempo y al espacio, debido a que la variable $u_i(x_j,t)$ depende del espacio y del tiempo; su solución es el desplazamiento en un tiempo y sitio dados. Esta ecuación se convierte en la ecuación de Navier cuando se desprecian las fuerzas f_i y entonces se trata de una ecuación homogénea cuya solución son ondas elásticas que se propagan con velocidades

$$\alpha=\sqrt{\frac{(\lambda+2\mu)}{\rho}} \quad \text{y} \quad \beta=\sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{2.8}$$

conocidas cono ondas P y ondas S, respectivamente.

Para representar la fuente supongamos que en el mismo volumen agregamos otro sistema de fuerzas g_i y esfuerzos $\overset{v}{T}_i$ que originan los desplazamientos v_i, por medio del teorema de Green-Volterra tenemos

$$\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_V(u_ig_i-v_if_i)dv=\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_S(v_i\overset{u}{T}_i-u_i\overset{v}{T}_i)ds+\int_V\rho(\dot{v}_iu_i-\dot{u}_iv_i)\Big]_{t_1}^{t_2}dv \tag{2.9}$$

Evaluando los límites de la última integral desde $t_1=0$ hasta $t_2=\tau$ y para las condiciones iniciales ($u_i=v_i=0$ / $\forall\ t\le\tau$), obtenemos la ecuación que corresponde al teorema de Betti que se enuncia de la siguiente manera

$$\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_V(u_ig_i-v_if_i)dv=\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_S(v_ic_{ijkl}u_{k,l}-u_ic_{ijkl}v_{k,l})\nu_jds \tag{2.10}$$

El campo de desplazamientos debido a una fuente simple es llamado función de Green en elastodinámica y en el caso más sencillo esta fuente es una fuerza puntual que tiene la forma

$$g_i=\delta(x_i-\xi_i)\delta(t-\tau)\,\delta_{ij} \tag{2.11}$$

es decir es una función impulso unitario concentrada en un punto ξ_i

del espacio y que ocurre en el instante τ. En este caso la función de Green es la respuesta del medio elástico en el espacio y tiempo y se denota G_{in} y corresponde a un tensor de segundo rango. Sustituyendo G_{in} y (2.11) en la ecuación (2.10) se tiene

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_V (\delta(x_i - \xi_i)\delta(t-\tau)\delta_{in})u_i - f_i G_{in})dv = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_S (G_{in}\overset{u}{T_i} - u_i \overset{v}{T_i})ds \qquad (2.12).$$

Tomando en cuenta las propiedades de la función δ (Brigham, 1974) tenemos

$$u_n = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_V f_i G_{in} dv + \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_S (G_{in} T_i - u_i c_{ijkl} G_{kn,l} \nu_j)ds \qquad (2.13)$$

Finalmente, considerando que u_n depende de x y de t y que G_{in} depende de x, t, ξ y τ la anterior expresión quedará de manera más explícita como

$$u_n(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iiint_V f_i(\xi,\tau) G_{in}(\xi, t-\tau; x, 0) dv(\xi)$$

$$+ \int d\tau \iiint_V [G_{in}(\xi, t-\tau; x, 0) T_i(u(\xi,\tau), n)$$

$$- u_i(\xi,\tau) c_{ijkl}(\xi) \eta_j G_{kn,l}(\xi, t-\tau; x, 0)] ds \qquad (2.14)$$

Esta ecuación es conocida como el teorema de representación y físicamente significa que es posible evaluar el desplazamiento u_i en cada punto del volumen V que corresponde a la distribución de fuerzas en el volumen V y a los desplazamientos y esfuerzos sobre la superficie S, si conocemos la función de Green de dicho medio.

La solución más simple para obtener la función de Green de un medio homogéneo, isótropo e infinito, se obtiene al sustituir en la ecuación (2.7) la distribución de fuerzas dadas por la ecuación (2.11); esto es

$$\rho\ddot{G}_{ni}-\delta(x_j-\xi_j)\delta(t-\tau)\delta_{ni}=(\lambda+\mu)\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial G_{nj}}{\partial x_j}\right)+\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\partial G_{ni}}{\partial x_k}\right) \quad (2.15).$$

La solución de esta ecuación diferencial es de la forma (Aki y Richards, 1980)

$$G_{ij}(x_s,t;\xi_s,\tau)=\frac{1}{4\pi\rho r^3}(3\nu_i\nu_j-\delta_{ij})\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau\,\delta(t-\tau)\,d\tau$$

$$+\frac{1}{4\pi\rho r\alpha^2}\nu_i\nu_j\,\delta\left(t-\frac{r}{\alpha}\right)$$

$$-\frac{1}{4\pi\rho r\beta^2}(\nu_i\nu_j-\delta_{ij})\,\delta\left(t-\frac{r}{\beta}\right) \quad (2.16)$$

donde $r=|x_i-\xi_i|$ y $\nu_i=\frac{x_i-\xi_i}{r}$.

El primer término de la ecuación (2.16) se denomina de campo cercano y como se observa es una combinación de ondas P y S que no pueden diferenciarse fácilmente, mientras que el segundo y tercer términos se denominan de campo lejano para ondas P y S respectivamente y ambos constituyen la mayor aportación al campo de desplazamientos a grandes distancias. Esto se nota claramente, ya que el término de campo cercano decae rápidamente con la distancia ($1/r^3$) a diferencia de los términos de campo lejano que decaen con menor rapidez ($1/r$).

3.-MODELOS DE FUENTES SISMICAS

Mediante la ecuación (2.16) se puede describir el campo de desplazamientos en un punto (x) de un medio infinito, debido a una fuente puntual impulsiva aplicada en la posición (ξ). Sin embargo la fuente impulsiva representada por una sola fuerza no es capaz de representar a una fuente sismica real. Durante algunos años se discutió la validez del uso del par simple y del doble par para representar a la fuente sismica. Este último es el más aceptado ya que explica mejor el comportamiento dislocacional de la fuente sismica (Kostrov, 1988).

Con objeto de generalizar la aplicación del resultado obtenido en la ecuación (2.16), considerando ahora no un impulso unitario sino una historia arbitraria de fuerzas $X_0(t)$, se hace uso del teorema de convolución (Brigham, 1974) que permite expresar el desplazamiento como una convolución entre dicha función y la función de Green

$$u_i(x,t)=X_0(\xi,t)* G_{ij}(x,t-\tau;\xi,0)$$

$$= \frac{1}{4\pi\rho}(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau X_0(t-\tau)\,d\tau$$

$$+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}\gamma_i\gamma_j\frac{1}{r}X_0(t-\frac{r}{\alpha})$$

$$- \frac{1}{4\pi\rho\beta^2}(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r}X_0(t-\frac{r}{\beta}) \qquad (3.1)$$

una versión equivalente de esta ecuación fue obtenida por Stokes en 1849. Para obtener el n-ésimo componente del desplazamiento debido a una distribución de fuerzas de cuerpo $f(x,t)=F(t)\delta(x-\xi)$ se tiene

$$u_n(x,t) = F_p * G_{np} = \frac{1}{4\pi\rho}(3\gamma_n\gamma_p - \delta_{np})\frac{1}{r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau F_p(t-\tau)\, d\tau +$$

$$+ \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}\gamma_n\gamma_p\frac{1}{r}F_p(t-\frac{r}{\alpha}) - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2}(\gamma_n\gamma_p - \delta_{np})\frac{1}{r}F_p(t-\frac{r}{\beta}) \qquad (3.2)$$

donde F_p es el p-ésimo componente de $F(t)$; $r=|x-\xi|$ es la distancia fuente-receptor y $\gamma_i=(x_i-\xi_i)/r$ son los cosenos directores del vector de posición del receptor con respecto a la fuente La fórmula (3.2) tiene la misma forma aprente que la (3.1), pero ahora está presente una suma sobre el subindice p, puesto que F puede cambiar de dirección al variar el tiempo.

El tensor de momentos permite representar cualquier par de fuerzas como se observa en la figura 1. Con el fin de obtener el efecto total del tensor de momentos en un punto del medio cotinuo, podemos evaluar la ecuación (3.2) para nueve pares de fuerzas equivalentes a los nueve componentes del tensor

Considérese que $F(t)$ representa un par de fuerzas de igual magnitud ($|F|$) y en la misma dirección (ξ_p) pero de sentidos opuestos, aplicadas a ambos lados del punto ξ del medio continuo en $\xi+\Delta l_q/2$ y $\xi-\Delta l_q/2$ (donde Δl_q es una pequeña distancia en la dirección ξ_q) Determinando el valor de ambos desplazamientos a partir de la ecuación (3.2) se obtiene el campo de desplazamiento (en x) debido a un par con momento $|\Delta l_q||F|$ aplicado en ξ Al tomar solo el término de primer orden para Δl_q, se obtiene $\Delta l_q(\partial/\partial\xi_q)$ El paso final es igualar el producto $\Delta l_q F_p(t)$, en que $\Delta l_q \to 0$ y $F_p \to \infty$ de manera que el producto resulte finito, con el componente del tensor de momento $M_{pq}(t)$ De esta manera se tiene

$$M_{pq} * G_{np,q} = \underset{\begin{pmatrix}\Delta l_q \to 0\\ F_p \to \infty\\ \Delta l_q F_p \to M_{pq}\end{pmatrix}}{Limite} \Delta l_q F_p * \frac{\partial}{\partial\xi_q} G_{np} \qquad (3.3)$$

Nótese aquí que la suma es sobre p y q. La ecuación (3.3) puede aplicarse a (3.2) usando las 2 reglas siguientes

$$\frac{\partial r}{\partial \xi_q} = -\gamma_q \qquad \text{y} \qquad \frac{\partial \gamma_j}{\partial \xi_q} = \frac{\gamma_j\, \gamma_q - \delta_{jq}}{r} \tag{3.4}$$

De la aplicación anterior resulta que el campo de desplazamientos debido a un tensor de momentos tiene como n-ésimo componente

$$u_n(\mathbf{x},t) = M_{pq} * G_{np,q} = \left(\frac{15\gamma_n\gamma_p\gamma_q - 3\gamma_n\delta_{pq} - 3\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho}\right) \frac{1}{r^2} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau\, M_{pq}(t-\tau)\, d\tau$$

$$+ \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - \gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\alpha^2}\right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t - \frac{r}{\alpha})$$

$$- \left(\frac{6\gamma_n\gamma_p\gamma_q - \gamma_n\delta_{pq} - \gamma_p\delta_{nq} - 2\gamma_q\delta_{np}}{4\pi\rho\beta^2}\right) \frac{1}{r^2} M_{pq}(t - \frac{r}{\beta})$$

$$+ \frac{\gamma_n\gamma_p\gamma_q}{4\pi\rho\alpha^2} \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t - \frac{r}{\alpha}) - \left(\frac{\gamma_n\gamma_p - \delta_{pq}}{4\pi\rho\beta^2}\right) \gamma_q \frac{1}{r} \dot{M}_{pq}(t - \frac{r}{\beta}) \tag{3.5}$$

Los términos de campo cercano en este campo de desplazamientos debido a una dislocación son proporcionales a $r^{-4}\int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau\, M_{pq}(t-\tau)\, d\tau$, mientras que los términos del campo lejano son proporcionales a $r^{-1}\dot{M}_{pq}(t-r/\alpha)$ (para ondas P) ó a $r^{-1}\dot{M}_{pq}(t-r/\beta)$ (para ondas S). Se pueden observar también en la ecuación anterior algunos términos proporcionales a $r^{-2}M_{pq}(t-r/\alpha)$ y $r^{-2}M_{pq}(t-r/\beta)$. Por sus propiedades asintóticas, a pequeños y grandes valores de campo de desplazamientos lejano y cercano, naturalmente se les conocería a estos como términos de campo intermedio. Sin embargo, este es un nombre un poco erróneo, dado que no hay un rango intermedio de distancias en el cual este término domine. En la práctica, se encuentra que estos términos son pequeños en el campo lejano y, frecuentemente, son de magnitud comparable con la de los desplazamientos del campo cercano a distancias donde éste es apreciable.

La fórmula (3.5), da la radiación de energía en forma de ondas sísmicas a partir de cualquier tensor de momento **M**. Interesa el caso en el que el tensor tiene traza cero: $M_{kk}=0$. Esto puede suceder con tres vectores dipolares que no crean cambios netos de volumen. Sin embargo interesa más la traza cero que puede surgir a partir de una discontinuidad en el desplazamiento. Se sabe (Aki y Richards, 1980) que la discontinuidad del desplazamiento promedio, $\bar{u}$, es paralela a la superficie de falla: $\bar{u}\cdot\nu=0$, donde ν es la normal al plano de falla (ver figura 6)y $M_{pq}=\mu(\bar{u}_p\nu_q+\bar{u}_q\nu_p)A$ para una falla con área A. Entonces

$$\mu(\bar{u}_p\nu_q+\bar{u}_q\nu_p)A*G_{np,q}=\left(\frac{30\gamma_n\gamma_p\gamma_q\nu_q-6\nu_n\delta_{pq}-6\gamma_q\delta_{np}\nu_q}{4\pi\rho r^4}\right)\mu A\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau\,\bar{u}_p(t-\tau)\,d\tau$$

$$+\left(\frac{12\gamma_n\gamma_p\gamma_q\nu_q-2\nu_n\gamma_p-2\gamma_q\delta_{nq}\nu_q-2\gamma_q\delta_{np}\nu_q}{4\pi\rho\alpha^2r^2}\right)\mu A\bar{u}_p(t-\frac{r}{\alpha})$$

$$-\left(\frac{12\gamma_n\gamma_p\gamma_q\nu_q-3\nu_n\gamma_p-3\gamma_q\delta_{nq}\nu_q-3\gamma_q\delta_{np}\nu_q}{4\pi\rho\beta^2r^2}\right)\mu A\bar{u}_p(t-\frac{r}{\beta})$$

$$+\frac{2\gamma_n\gamma_p\gamma_q\nu_q}{4\pi\rho\alpha^2r}\mu A\dot{\bar{u}}_p(t-\frac{r}{\alpha})$$

$$- \left(\frac{12\gamma_n\gamma_p\gamma_q\nu_q - 3\nu_n\gamma_p - 3\gamma_q\delta_{nq}\nu_q - 3\gamma_q\delta_{np}\nu_q}{4\pi\rho\beta^2 r^2} \right) \mu A \dot{\bar{u}}_p (t - \frac{r}{\beta}) \qquad (3.6).$$

Se pretende ahora transformar esta expresión del campo de desplazamiento radiado para obtener el campo de desplazamientos radiado por una dislocación cortante de su forma cartesiana a una forma que considere de manera natural los componentes radial y transversal del movimiento. Para ello se seleccionan los ejes de modo tal que la falla se localice en el plano (x_1, x_2), esto es, $\nu=(0,0,1)$ con $\xi=0$, e introducir coordenadas esféricas r, θ y ϕ centradas en la fuente. Se Mide θ a partir del eje x_3 (ver fig. 2); el eje x_1 se hace coincidir con la dirección de deslizamiento, de forma tal que $\bar{u}$ sea $\bar{u}=(u,0,0)$; y finalmente se toma $\phi=0$ como el plano que contenlene a ν y $\bar{u}$. Los vectores unitarios $\hat{r}$, $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ están en las direcciones en las que r, θ, ϕ se incrementan, respectivamente. Se busca expresar el vector desplazamiento en $\mathbf{x}$ (para el cual el n-ésimo componente cartesiano está dado por (3.6)), como una suma de vectores en las tres direcciones $\hat{r}, \hat{\theta}$ y $\hat{\phi}$. Afortunadamente, (3.6) está compuesta solo de 3 tipos de vectores: $\gamma_n\gamma_p\bar{u}_p\gamma_q\nu_q$, $\nu_n\gamma_p\bar{u}_p$, y $\delta_{np}\bar{u}_p\gamma_q\nu_q$. Estos 3 tipos pueden ser reconocidos, respectivamente como sigue:

$2\, \gamma_n\gamma_p\bar{u}_p\gamma_q\nu_q$ es el n-ésimo componente de $\hat{r}$ sen 2θ cos $\phi\, \bar{u}$,

$2\, \nu_n\gamma_p\bar{u}_p$ es el n-ésimo componente de

$$\hat{r} \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \bar{u} - \hat{\theta}\, 2 \text{ sen}^2\, \theta \cos\phi\, \bar{u},$$

$2\, \bar{u}_p\gamma_q\nu_q$ es el n-ésimo componente de

$$\hat{r} \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \bar{u} + \hat{\theta}\, 2 \text{ sen}^2\, \theta \cos\phi\, \bar{u} - \hat{\phi}\, 2 \cos\theta \text{ sen } \phi\, \bar{u} \qquad (3.7).$$

Estos resultados se obtienen a partir de las relaciones:

$\hat{r} = \gamma = (\text{ sen } \theta \cos\phi, \text{ sen } \theta \text{ sen } \phi, \cos\theta)$,

$\hat{\theta} = (\cos\theta\cos\phi, \cos\theta \text{ sen } \phi, -\text{sen } \theta)$, y

$\hat{\phi} = (-\text{sen } \phi, \cos\phi, 0)$.

Con la identificación de los componentes del vector en (3.7), es posible escribir el campo de desplazamientos $u_n = M_{pq} * G_{np,q}$ en forma vectorial, usando la dependencia temporal del momento sísmico $M_0(t) = \mu\, u(t)\, A$ (este es un parámetro fundamental para estimar la magnitud de un sismo). Así entonces

$$u(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} A^C \frac{1}{r^4} \int_{r/\alpha}^{r/\beta} \tau\, M_0(t-\tau)\, d\tau$$

$$+\frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} A^{IP} \frac{1}{r^2} M_0(t-\frac{r}{\alpha}) + \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} A^{IS} \frac{1}{r^2} M_0(t-\frac{r}{\beta})$$

$$+\frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} A^{LP} \frac{1}{r} \dot{M}_0(t-\frac{r}{\alpha}) + \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} A^{LS} \frac{1}{r} \dot{M}_0(t-\frac{r}{\beta}) \quad (3.8)$$

en donde el campo cercano, el campo intermedio P y S, y el lejano P y S, tienen los patrones de radiación dados, respectivamente, por

$$A^C = 9 \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \hat{r} - 6 (\cos 2\theta \cos\phi\, \hat{\theta} - \cos\theta \text{ sen } \phi\, \hat{\phi})$$

$$A^{IP} = 4 \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \hat{r} - 2 (\cos 2\theta \cos\phi\, \hat{\theta} - \cos\theta \text{ sen } \phi\, \hat{\phi})$$

$$A^{IS} = -3 \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \hat{r} + 3 (\cos 2\theta \cos\phi\, \hat{\theta} - \cos\theta \text{ sen } \phi\, \hat{\phi})$$

$$A^{LP} = \text{ sen } 2\theta \cos\phi\, \hat{r}$$

$$A^{LS} = \cos 2\theta \cos\phi\, \hat{\theta} - \cos\theta \text{ sen } \phi\, \hat{\phi}$$

........................(3.9).

Estos patrones de radiación muestran de manera explícita un componente radial, proporcional a (sen 2θ cos ϕ $\hat{r}$), y un componente transversal, proporcional a (cos 2θ cos ϕ $\hat{\theta}$ - cos θ sen ϕ $\hat{\phi}$). La ecuacion (3.9) muestra la importante propiedad de que solo son necesarios dos patrones de radiación para obtener una representación completa de todos los diferentes términos del campo de desplazamientos radiado por una dislocación de cortante o doble par (figs. 3 y 4).

Es común describir el plano de falla en términos de un sistema de coordenadas terrestres mediante los ángulos ϕ, δ y λ, denominados rumbo, echado o buzamiento y ángulo de deslizamiento respectivamente (fig. 6).

Para terminar de caracterizar la fuente son necesarios otros dos parámetros: el deslizamiento final D y el llamado tiempo de ascenso τ (rise time). Dada en términos de estos parámetros es usual describir a la función u(t) como una función rampa (Haskell, 1964), la cual se muestra en la figura 5. Analíticamente ella se expresa como

$$
\begin{aligned}
u(t) &= 0 & t &< 0 \\
u(t) &= t D / \tau & 0 &< t < \tau \\
u(t) &= D & t &> \tau
\end{aligned}
\qquad (3.10).
$$

El rise time es muy difícil de determinar ya que implica suposiciones del modelo de falla y depende de la velocidad de ruptura. Basado en suposiciones teóricas y valores de 14 sismos observados, Geller (1976) obtuvo la relación

$$\tau = 16\ A^{1/2} / (7\pi^{3/2}\beta) \qquad (3.11).$$

Abe (1975) obtuvo una conclusión similar para una serie de 5 sismos japoneses.

Diferentes suposiciones con respecto a los parámetros de la fuente sísmica han conducido a diversos modelos. Una suposición usual es la de dividir el área de falla en varias partes y ubicar en cada una de estas partes una pequeña fuente que comúnmente se denomina subfuente. En una de las subfuentes se inicia la falla , la cual se puede propagar de diversas formas (unilateral, bilateral, radial, irregular, etc.), con una velocidad v_τ que no excede la velocidad de propagación (β) de las ondas S . Geller (1976) obtuvo una relación $v_\tau = 0.72\beta$ mediante un promedio de velocidades de ruptura reportadas. Para explicar la presencia de altas frecuencias en algunos sismos registrados cerca de sus epicentros, se asignan caídas de esfuerzo diferentes para cada subfuente. El introducir tiempos de ruptura pseudoaleatorios con determinada distribución de probabilidades es también de mucha ayuda en el modelado de rupturas caóticas (Joyner y

Boore, 1988).

La integración de todas las subfuentes para sintetizar el evento en cuestión requiere de un procedimiento que haga válida la equivalencia entre la fuente y las subfuentes. Cuando se calcula el espectro de Fourier de una señal sismica se observa una frecuencia, llamada frecuencia de esquina, en la cual la amplitud del espectro empieza a decaer. Aki (1967) estudió la relación que existe entre la frecuencia de esquina y la magnitud para sismos ubicados imaginariamente en el mismo lugar (Figura 8). Con esta relación es posible determinar las amplitudes S (ω) del espectro de Fourier de un sismo, si se conoce su frecuencia de esquina. Esta dependencia del espectro de amplitudes de un sismo con respecto al tamaño de la fuente se conoce como ley de escalamiento espectral. A partir de datos observados (Hanks, 1977) el llamado modelo ω^{-2}, que se presenta a continuación, ha sido el más adecuado

$$S(\omega)= A_0 \frac{\omega_c^2}{(\omega_c^2 + \omega^2)} \qquad (3.12)$$

donde ω_c es la frecuencia de esquina; y A_0 es el valor de la amplitud de la parte plana en las bajas frecuencias del espectro de Fourier,proporcional al momento sismico.

Adicionalmente, se han encontrado ciertas relaciones adimensionales entre los diferentes parámetros que caracterizan una falla, llamadas condiciones de similitud (Kanamori y Anderson, 1975; Geller, 1976). Cuando dos eventos de diferente tamaño ocurren en una misma región, se pueden obtener las siguientes relaciones entre ambos

$$\frac{L}{L_e} = \frac{W}{W_e} = \frac{D}{D_e} = \frac{\tau}{\tau_e} = \left(\frac{M_0}{M_{0e}} \right)^{1/3} \qquad (3.13)$$

donde el subindice "e" denota el evento menor,

4.-METODO DE IRIKURA

El desplazamiento en el campo lejano $u(x,t)$ en un punto Q de un medio infinito homogéneo y elástico debido a una dislocación $\Delta u(\xi,\eta,t)$ sobre el plano de falla Σ está dado por la ecuación (3.8). En la figura 10 se muestran el plano de falla, el sistema de coordenadas que se utiliza, el punto Q donde se desea evaluar y el campo de desplazamientos producido por la falla; la ubicación del inicio de la ruptura está en (ξ=0, η=0).

Considérese un modelo de ruptura del tipo Haskell (1964) con velocidad de propagación de la ruptura (v_r) constante. Así, la ecuación (3.8) puede expresarse como una integral dada en términos de dislocaciones diferenciales sobre toda el área de falla como

$$u_c(x,t) = (R_c(\theta,\varphi)/4\pi\rho v_c^3 r)\cdot\mu\int_0^L\int_0^W \Delta\dot{u}(\xi,\eta,t-t_c)\, d\xi\, d\eta \qquad (4.1)$$

donde

$$t_c = \frac{r}{v_c} + \frac{\sqrt{\xi^2+\eta^2}}{v_r}$$

μ es el módulo de rigidez al cortante; v_c es la velocidad de propagación de las ondas; el subíndice c indica el tipo de onda que se propaga, que puede ser P o S; r es la distancia entre el plano de falla Σ y el punto Q; y R_c es el coeficiente de radiación . La función temporal de fuente (segunda parte de la ecuación 4.1) está definida por una integral de la forma

$$S(x,t) = \mu \int_0^L \int_0^W \Delta\dot{u}(\xi,\eta,t-t_c)\, d\xi\, d\eta \qquad (4.2).$$

Supóngase el plano de falla del gran evento dividido en N_L x N_W segmentos de iguales dimensiones, las cuales corresponden a las dimensiones de cada evento pequeño, como se muestra en la figura 8. Cada elemento mide L_e de largo y W_e de ancho. De acuerdo con lo anterior, la integral de la ecuación (4.2) puede escribirse en forma de suma de la siguiente manera:

$$S(x,t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_W} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e} \int_{\eta_m}^{\eta_m+W_e} \Delta\dot{u}(\xi_l,\eta_m,t-t_{clm})\, d\xi\, d\eta \qquad (4.3)$$

La función de dislocación $\Delta u(\xi,\eta,t)$ en el punto (ξ,η) sobre el plano de falla Σ del gran evento, se considera aquí como una función tipo rampa con un tiempo de ascenso τ y un deslizamiento final D, esto es:

$$\Delta u(\xi,\eta,t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ Dt/\tau & 0 < t < \tau \\ D & t > \tau \end{cases} \qquad (4.4)$$

De manera similar, la función de dislocación para cada evento pequeño, dada por $\Delta u_e(\xi,\eta,t)$ en el punto (ξ,η) sobre el plano de falla Σ_e, se considera también como una funcion rampa con un tiempo de ascenso τ_e y un deslizamiento final D_e. Por otra parte, las condiciones de similitud dadas por la ecuación (3.11) muestran que la velocidad de deslizamiento puede considerarse como una constante para la mayoría de los sismos de diferentes tamaños ocurridos en una misma área. Debido a esta condición es posible escribir que la velocidad de deslizamiento v_0 es

$$V_0 = D/\tau = D_e/\tau_e$$

o bien que

$$D/D_e = \tau/\tau_e = \text{constante} = N_D.$$

Cuando la relación anterior se aproxima por un número entero N_D, la relación entre la función de dislocación del gran evento y la del evento pequeño, es de la forma

$$\Delta u(\xi,\eta,t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta u_e \; [\xi,\eta,t-(k-1)\tau_e] \tag{4.5}$$

y

$$\Delta \dot{u}(\xi,\eta,t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta \dot{u}_e \; [\xi,\eta,t-(k-1)\tau_e] \tag{4.6}$$

la cual se muestra esquemáticamente en la figura 10.

Al sustituir la ecuación (4.6) en (4.3) e intercambiando el orden de las integrales y la suma sobre k, se obtiene

$$(x,t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \mu \int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e} \int_{\eta_m}^{\eta_m+W_e} \Delta \dot{u}(\xi,\eta,t-(k-1)\tau_e)\; d\xi\; d\eta \tag{4.7}.$$

El término expresado por la doble integral esta constituido por la función temporal de fuente del evento pequeño $S_{elm}(x,t)$ que tiene como punto de inicio a las coordenadas (ξ_l,η_m). Cuando el punto de inicio del gran evento se localiza en el origen (0,0) la ecuación anterior se reduce a la forma siguiente

$$S(x,t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} S_{elm}(x, t - t_{dklm}) \tag{4.8}$$

donde

$$t_{dklm} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{\xi_l^2 + \eta_m^2}}{v_r} + (k-1)\tau_{elm}$$

Si se supone que cada evento pequeño que ocurre en cada elemento tiene el mismo mecanismo de fuente, la función temporal de fuente evaluada en campo lejano se considera como aproximadamente la misma. De esta manera, la ecuación (4.8) puede rescribirse como

$$S(x,t) = \sum_{l=1}^{N_L} \sum_{m=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} S_e(x, t - t_{dklm}) \tag{4.10}$$

donde

$$t_{dklm} = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{\xi_l^2 + \eta_m^2}}{v_r} + (k-1)\tau_e$$

la ecuación (4.10) muestra que la función temporal de fuente $S(x,t)$ para un evento grande puede aproximarse como la suma, con retraso de fase, de la función temporal de fuente $S_e(x,t)$ de un pequeño evento.

Los parámetros N_L, N_W, N_D, v_r y τ_e pueden estimarse entonces utilizando las condiciones de similitud mencionadas anteriormente, en la ecuación (3.13). Es decir, N_L, N_W y N_D se determinan a partir de la raiz cúbica del cociente de momentos sismicos entre los dos eventos $\sqrt[3]{Mo/Mo_e}$. Con objeto de simplificar los cálculos, es recomendable que el valor de la raiz sea cercano a un entero

Una vez establecida la relación entre la función temporal del gran evento y la del pequeño, se describe el método utilizado para sintetizar movimientos fuertes utilizando sismogramas de pequeños eventos observados. En el método se supone que los pequeños eventos ocurren en la misma área de falla del sismo principal. Con objeto de simplificar la expresión, se supone también que todos los eventos pequeños utilizados tienen el mismo momento.

Primero se obtiene el cociente Mo/Mo_e entre el momento del evento principal y el subevento y se iguala a N^3. Se divide entonces el plano de falla Σ de dimensiones $L \times W$, en $N \times N$ elementos que se denominarán como subfallas. Se toma el área $\Delta\Sigma$ de cada subfalla de dimensiones $L_e \times W_e$, como el tamaño de la falla del evento pequeño. De acuerdo con la expresión (4.1) el desplazamiento U_e en campo lejano causado por una subfalla $\Delta\Sigma$ en un medio infinito homogéneo y elástico es

$$U_e(x,t) = (R_c(\theta,\varphi)/4\pi\rho v_c^3 r)\cdot\mu\int_0^{L_e}\int_0^{W_e}\Delta\dot{u}(\xi,\eta,t-t_c)\, d\xi\, d\eta \qquad (4.9)$$

Para considerar el efecto que sobre las ondas sismicas producidas por la fuente, tienen el medio por el que viajan y las condiciones locales de un sitio particular se considera la función de transmisión $T(x,t)$. Así, si la contribución a los movimientos producidos por la subfalla es equivalente al de una fuente puntual, entonces los movimientos $G_e(x,t)$ en la superficie se obtienen convolviendo $U_e(x,t)$ con $T(x,t)$. Esto es

$$G_e(x,t) = \int_{\infty}^{\infty} T(x,t-t')\, U_e(x,t')\, dt \qquad (4.10).$$

De acuerdo con esto, los movimientos del terreno G_{elm} que resultan de la dislocación ΔU_{elm} de un evento pequeño ocurrido en el elemento $\Delta\Sigma_{lm}$ localizado en (ξ_l,η_m), como se muestra en la figura 9, está dado por

$$G_{elm}(x,t) = T_{lm}(x,t)*c_{lm}\mu\int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e}\int_{\eta_m}^{\eta_m+W_e} \Delta\dot{U}_{elm}(\xi,\eta,t-t_{clm})\, d\xi\, d\eta \quad (4.11).$$

donde: $$t_c = \frac{r_{lm}}{v_c} + \frac{\sqrt{(\xi-\xi_l)^2 + (\eta-\eta_m)^2}}{v_r},$$

y $$c_{lm} = \left(\frac{1}{4\pi\rho v_c^3}\right)\left(\frac{R_{clm}(\theta_{lm},\varphi_{lm})}{r_{lm}}\right).$$

Por otra parte, la contribución a los movimientos del evento principal, G_{lm}, debida a la dislocación ΔU_{lm} ocurrida en el elemento $\Delta\Sigma_{lm}$, durante el movimiento fuerte es

$$G_{lm}(x,t) = T_{lm}(x,t)*c_{lm}\mu\int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e}\int_{\eta_m}^{\eta_m+W_e} \Delta\dot{U}_{lm}(\xi,\eta,t-t_{clm})\, d\xi\, d\eta \quad (4.12).$$

La relación entre la función de dislocación del evento principal $\Delta\dot{U}_{lm}$ y la correspondiente función del evento pequeño $\Delta\dot{U}_{elm}$, obtenida a partir de las condiciones de similitud de terremotos, está expresada en las ecuaciones (4.5) y (4.6) Así, sustituyendo la expresión (4.16) en (4.12) se obtiene

$$G_{lm}(x,t)=T_{lm}(x,t)*c_{lm}\mu\int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e}\int_{\eta_l}^{\eta_l+W_e}\sum_{k=1}^{N_D}\Delta\dot{U}_{elm}[\xi,\eta,t-t_{clm}-(k-1)\tau_e]\, d\xi\, d\eta.$$

Al sacar de las integrales la suma sobre N_D, resulta

$$G_{lm}(x,t)=\sum_{k=1}^{N_D}T_{lm}(x,t)*c_{lm}\mu\int_{\xi_l}^{\xi_l+L_e}\int_{\eta_m}^{\eta_m+W_e}\Delta\dot{U}_{elm}[\xi,\eta,X-t_{clm}]\, d\xi\, d\eta$$

donde $\bar{X}=t-(k-1)\tau_e$. Al observar el término del lado derecho de esta última expresión y compararlo con la ecuación (4.11) se llega a la siguiente igualdad

$$G_{lm}(x,t)=\sum_{k=1}^{N_D} G_{elm}[x,t-(k-1)\tau_{elm}] \qquad (4.13)$$

Así, los movimientos en la superficie producidos por la función de Green G(x,t) del evento principal están dados por la suma con tiempos retrasados de las funciones de Green G_{lm} sobre el plano de falla; esto es

$$G(x,t)=\sum_{l=1}^{N_L}\sum_{m=1}^{N_W} G_{lm}(x,t-t_{clm})=\sum_{l=1}^{N_L}\sum_{m=1}^{N_W}\sum_{k=1}^{N_D} G_{elm}(x,t-t_{dklm}) \qquad (4.14)$$

donde $t_{dklm}=\dfrac{r_{lm}}{V_c}+\dfrac{\sqrt{\xi_l^2+\eta_m^2}}{V_r}+(k-1)\tau_{elm}$

Entonces, si se obtuvieran todos los registros en un sitio dado para cada evento correspondiente a cada elemento, los movimientos del terreno G(x,t) para el evento principal pueden calcularse a partir de la ecuación (4.14). Debido a que esto no es factible, resulta necesario hacer una simplificación para considerar el caso para el que se tengan sismogramas de solamente algunos eventos pequeños que ocurren dentro del área de falla del evento principal.

El caso más sencillo que se puede tratar con este método de síntesis es el de generar el sismograma de un evento principal a partir de un solo evento pequeño correspondiente a una subfalla $\Delta\Sigma_{l_0m_0}$, como se muestra en la figura 10. Suponiendo que el efecto de propagación T_{lm} es aproximadamente igual al efecto de propagación del movimiento observado $T_{l_0m_0}$, entonces los movimientos del suelo G_{elm} producidos por un elemento arbitrario, pueden estimarse a partir de los movimientos observados $G_{el_0m_0}$

$$G_{elm}(x,t)=\left[\frac{R_c(\theta_{lm},\varphi_{lm})}{R_c(\theta_{l_0m_0},\varphi_{l_0m_0})}\right]\left(\frac{r_{l_0m_0}}{r_{lm}}\right)G_{el_0m}(x,t-t_{elm}) \tag{4.15}$$

donde

$$t_{elm}=\frac{(r_{lm}-r_{l_0m_0})}{v_c},$$

Sustituyendo la ecuación (4.14) en (4.13), los movimientos del evento principal están dados por

$$G(x,t)=\sum_{l=1}^{N_L}\sum_{m=1}^{N_W}\sum_{k=1}^{N_D}\left[\frac{R_c(\theta_{lm},\varphi_{lm})}{R_c(\theta_{l_0m_0},\varphi_{l_0m_0})}\right]\left(\frac{r_{l_0m_0}}{r_{lm}}\right)G_{el_0m}(x,t-t_{elm}-t_{dklm}) \tag{4.16}$$

Cuando el punto de inicio de la falla se localiza en un punto arbitrario (ξ_0,η_0), es necesario cambiar t_{dklm} como sigue:

$$t_{dklm}=\frac{r_{lm}}{v_C}+\sqrt{\frac{(\xi_l-\xi_0)^2+(\eta_m-\eta_0)^2}{v_r}}+(k-1)\tau_{elm} \tag{4.17}$$

Se pueden extender fácilmente los resultados anteriores para considerar el caso en el que se utilicen sismogramas de varios eventos. Cuando estos eventos tienen momentos sísmicos distintos, deben escalarse con respecto al tamaño de la subfalla y al orden de la suma.

Es conveniente hacer notar que esta formulación sintética es válida cuando la longitud de onda observada es mucho mayor que las dimensiones espaciales de la fuente. La siguiente relación determina la extensión de la validez de la distancia y la longitud de onda en el método de síntesis aquí usado

$$L_e^2 \ll \frac{\lambda r_{\cdot}}{2} \tag{4.18}$$

donde L_e es la longitud de la fuente elemental, i. e., la longitud de falla del evento pequeño, λ, la longitud de onda y r, la distancia entre el receptor y la fuente. Así, si se utilizan registros de eventos pequeños con dimensiones de falla pequeñas, el método es válido por arriba de las longitudes de onda más cortas y para distancias mayores que la distancia más corta a la falla.

Finalmente, es necesario hacer notar que debido al tipo de discretización del área de falla, existe un problema de periodicidad en la ecuación (4.16). Ello es debido al intervalo de tiempo uniforme utilizado para el defasamiento de las señales sumadas. Irikura y Aki (1988) proponen trasladar tal periodicidad a un rango de frecuencias más altas, localizado fuera del rango de interés ingenieril. Para ello, subdivide los intervalos de tiempo en otros más pequeños, cada uno de ellos de duración τ/n. Entonces las suma con respecto a k en la ecuación (4.16) queda como

$$\frac{1}{n'} \sum_{k=1}^{N_D \times n'} \left[\frac{R_c(\theta_{lm}, \varphi_{lm})}{R_c(\theta_{l_0 m_0}, \varphi_{l_0 m_0})} \right] \left(\frac{r_{l_0 m_0}}{r_{lm}} \right) G_{e l_0 m}(x, t - t_{elm} - t_{dklm})$$

con

$$t_{dklm} = \frac{r_{lm}}{(N_D \times n')\, v_c} + \sqrt{\frac{(\xi_l - \xi_0)^2 + (\eta_m - \eta_0)^2}{(N_D \times n')\, v_r}} + \frac{(k-1)\tau_{elm}}{(N_D \times n')\, v_r} \tag{4.19}$$

Esta ecuación conserva las relaciones de la ecuación (4.16).

Existe otra forma de eliminar esta periodicidad, también conocida como frecuencias espurias, que consiste en añadir una variable aleatoria en el cálculo del tiempo de defasamiento t_{dklm}.

5. APLICACION A LA CIUDAD DE MEXICO

Numerosos estudios sobre la zona sismogénica del gap de Guerrero muestran que, debido a la subducción de la placa de Cocos bajo la de Norteamérica, es una zona con alto potencial sísmico a mediano plazo.

Aquí se presentará exclusivamente la aplicación del método anteriormente presentado al caso de predicción de movimientos fuertes en la Ciudad de México debido a un posible terremoto producido en el gap de Guerrero. Se trata específicamente de estimar las características de los movimientos que puede haber en diferentes sitios de la ciudad.

Para realizar esta simulación se utilizaron los registros de aceleración obtenidos en la Ciudad de México el 25 de abril de 1989 con epicentro localizado en el extremo sur del gap de Guerrero y cuyos parámetros de fuente son reportados por Singh (1989).

Sin embargo fue necesario efectuar una prueba del método que consistió en verificar la hipótesis sobre el decaimiento de las amplitudes de los espectros de Fourier que se supone siguen la ley de escalamiento espectral ω^{-2} Para ello se utilizaron los registros del temblor del 2 de mayo de 1989, que fue réplica del temblor del 25 de abril del mismo año.

De esta manera, a partir de los espectros de Fourier de los registros de aceleración para una misma estación, se obtuvieron los cocientes del 25 de abril entre el 2 de mayo. Los momentos sísmicos de ambos eventos se reportan en la tabla 1. Se utilizó aquí una caída de esfuerzos de 100 bares para ambos eventos. En cada una de las figuras

11 a 14 se muestran, para 4 estaciones ubicadas dentro de la ciudad, del lado izquierdo los espectros de cada acelerograma (25 de abril y 2 de mayo) y del lado derecho el cociente de ambos registros comparado con la función teórica.

Los resultados obtenidos en esta prueba muestran que para el caso de los sismos ocurridos en la parte de la zona de subducción en estudio, el modelo ω^{-2} explica adecuadamente la relación entre los espectros de Fourier para sismos de diferente tamaño. En algunas de estas gráficas (estación 20 p. ej.) se observan algunos picos que sobrepasan por mucho el valor predicho por el modelo teórico.

Una prueba adicional del método consistió en simular los movimientos producidos por el sismo del 25 de abril de 1989 considerando los registros del sismo del 2 de mayo del mismo año como funciones de Green empíricas y usando el modelo de inversión obtenido por Singh *et al.* (1989) Esto es, se utilizó una réplica para simular un evento principal. En las figuras 15 a 19 se presentan tales simulaciones. Los resultados muestran, en el dominio de la frecuencia y en el rango de interés (0.2 a 10 Hz), una buena aproximación en las amplitudes espectrales, y en el dominio del tiempo una buen parecido en la duración y en los arribos de algunas ondas, no obstante que la forma general no parezca referirirse al mismo evento.

En paralelo a estas simulaciones se realizaron otras, utilizando un método empírico que utiliza una distribución de números aleatorios, para reproducir también los registros del 25 de abril usando los del 2 de mayo El objetivo de ello fue mostrar los parecidos y diferencias de ambas aproximaciones Los detalles de este método, propuesto por Joyner y Boore (1988) se encuentran en el apéndice A. Las simulaciones obtenidas por este método se presentan en las figuras 20 a 23. En algunas simulaciones se observa una gran semejanza en los dominios de la frecuencia y del tiempo Sin embargo, dada la naturaleza aleatoria del método, en otras simulaciones no es tan evidente el parecido en los resultados en el dominio del tiempo, no obstante que lo siga habiendo en el dominio de la frecuencia

Una vez que se hubo verificado que la aproximación del modelo de escalamiento espectral ω^{-2} es razonable, y que el método de superposición reproduce bien las principales características de los movimientos de otros registros, se procedió a definir los parámetros de falla del gran evento del gap de Guerrero. El área de falla, aproximadamente 10,000 km^2, corresponde a la reportada por Suárez y Monfret (1990). El modelo rectangular aquí propuesto para dicha área, 110 km de largo y 90 km de ancho, se muestra en la figura 24. Por otra parte, debido a que se desconocen los parámetros de falla del gran evento que se espera (Singh, 1990; comunicación personal), se estimó conveniente considerar varios escenarios factibles. De acuerdo al tipo de modelo de dislocación utilizado, que considera que la velocidad de propagación de la ruptura es constante, dichos esenarios son: a) propagación radial de la ruptura a partir del centro del área de falla, considerando corrección por patrón de radiación; b) lo mismo que el anterior, pero sin considerar corrección por patrón de radiación; y c) propagación unilateral a partir del extremo sur del área de falla. En la tabla 2 se presentan los parámetros utilizados para cada uno de los escenarios propuestos

Puesto que la estación acelerográfica de Ciudad Universitaria tiene más registros que las otras estaciones y ha sido de las más estudiadas debido a su tiempo de operación, se pone especial atención en ella y realizan simulaciones adicionales para el posible temblor del gap de Guerrero con objeto de comparar las amplitudes espectrales obtenidas con el método de Irikura y otros dos que son el método de Joyner y Boore, antes mencionado, y un método que utiliza regresión lineal propuesto por Arciniega (1990).Para el método de Irikura se utiliza en esta comparación el escenario tipo a, ya mencionado. Tanto el método de Irikura como el de Joyner y Boore requieren del registro de un sismo pequeño para ser utilizado como función de Green empírica mientras que el método de Arciniega no lo requiere, por esta razón para este último método solo se obtiene una simulación. Se utilizan como funciones de Green los registros sísmicos del 25 de abril de 1989 y 31 de mayo de 1990. Dado el carácter aleatorio del método de Joyner y Boore se obtienen y promedian 10 simulaciones realizadas con diferente semilla. Los espectros de Fourier de estas simulaciones utilizando los registros del 25 de abril y del 31 de mayo con los tres métodos se muestran en las figuras 37 y 38 respectivamente.

Finalmente se presentan resultados obtenidos con el método de Irikura para 21 estaciones localizadas en el Distrito Federal, utilizando los registros del 25 de abril de 1989 como función de Green empírica. Cabe mencionar que se usaron estos registros debido a que para este sismo se tiene un conocimiento confiable de los parámetros de la fuente. Como se ha comentado anteriormente, con el método aquí utilizado es posible obtener simulaciones tanto en el dominio de la frecuencia como del tiempo. Estas simulaciones, realizadas en 21 estaciones de la red acelerográfica de la ciudad de México para los componentes NS y EW, se muestran ubicadas en su correspondiente estación de registro; los respectivos espectros de Fourier se presentan en las figuras 25 a 36.

6.- Discusion de Resultados

El sencillo modelo de dislocación aquí utilizado explica razonablemente bien algunas características de los registros en la Ciudad de México del sismo del 25 de abril de 1989, usando como funciones de Green empíricas las señales de la réplica del 2 de mayo. La comparación de los acelerogramas sintéticos con los observados muestra que los sintéticos tienen una menor duración que atribuimos, entre otras causas, a que los registros utilizados como función de Green no contienen toda la se al debido a que el umbral de los instrumentos no permite registrar la se al cuando es tan débil como el ruido sísmico existente. En el dominio de la frecuencia se observa que en el componente NS las aceleraciones máximas están ligeramente sobrestimadas, mientras que para el componente EW tales aceleraciones se encuentran subestimadas. En el dominio de la frecuencia se observa que los espectros de Fourier sintéticos presentan buena concordancia, en las amplitudes, con los espectros de las señales registradas para el rango de 0.5 a 1 Hz; la máxima amplitud espectral del sintético presenta un valor ligeramente mayor que la correspondiente a la del registro. Para frecuencias arriba de 1 Hz, el método aquí utilizado sobrestima sistemáticamente las amplitudes espectrales. Ello es debido al proceso de discretización del área de falla.

Las componentes delos espectros de Fourier de las simulaciónes en CU para el sismo del gap de Guerrero muestran que el método de Irikura presenta amplitudes espectrales mayores, de 0.3 a 0.5 Hz, cuando se usa como función de Green empírica el registro del 25 de abril de 1989. Cuando se utiliza el registro del 31 de mayo de 1990, el método aquí utilizado muestra también amplitudes espectrales mayores, pero ahora a partir de 0.8 Hz. La tendencia general y el parecido con las simulaciones obtenidas con el método de Joyner y Boore le dan consistencia a los resultados presentados. En el caso de los espectros obtenidos usando el temblor del 25 de abril, las grandes amplitudes mostradas en el rango de 0.3 a 0.5 Hz son explicables debido a que ese temblor fué particularmente energético en ese rango.

Para el caso del gap de Guerrero las amplitudes de los acelerogramas obtenidos para las tres simulaciones muestran valores similares tanto para las componentes NS como EW lo que indica que la energía se esta repartiendo en proporciones similares entre ambos componentes. Esto es lógico ya que la dirección de arribo de las ondas provenientes del gap de Guerrero tienen un rumbo aproximado de N45E. A pesar de esta distribución equitativa de la energía, para las dos componentes horizontales se observan grandes amplitudes. Por ejemplo, en la simulación 1 resultan las mayores amplitudes, que en algunos casos son del orden de 0.3g. En el sismo del 19 de septiembre de 1985 las amplitudes registradas fueron del orden de 0.2g. A pesar de que el sismo simulado es similar por sus dimensiones y parámetros al de Michoacán de 1985, observamos aceleraciones máximas mayores. Estas pueden deberse a la menor distancia entre el epicentro y la ciudad.

Los registros de aceleración sintéticos de la simulaciones 1 y 2 muestran pequeñas diferencias por lo que es claro que la correción por patrón de radiación realizada de manera simple no es un factor de gran influencia dentro de los resultados, mientras que al comparar la simulación 1 con la 3 observamos marcadas diferencias en las amplitudes, lo que conduce a concluir que la propagación de la ruptura es un parámetro critico.

En los espectros de Fourier se observa consistencia en cuanto a las frecuencias donde se localizan los picos. En algunas estaciones la energía se concentra en alguna frecuencia predominante (como es el caso de la estación 6); en algunas otras la energía se distribuye en un rango de frecuencias más amplio (por ejemplo la estación 74) y es posible observar esta caracteristica en las tres simulaciones. Esto es debido a efectos de sitio.

7.- CONCLUSIONES

Se utiliza un método para obtener acelerogramas sintéticos de sismos fuertes a partir de registros pequeños utilizados como funciones de Green empíricas con el objeto de predecir movimientos fuertes. En especial se realizó la predicción de movimientos fuertes en la ciudad de México para el posible rompimiento del gap de Guerrero.

Se confirmó que el sismo del 25 de Abril de 1989 y su réplica del 2 de Mayo del mismo año tienen el contenido espectral del modelo ω^{-2}. Se hizo una prueba al método, la cual consistió en sintetizar el sismo del 25 de Abril utilizando la réplica del 2 de Mayo. Se observa buen ajuste en cuanto a duración, amplitud y en algunas ocasiones hasta de forma. El parecido es más evidente cuando se comparan los espectros de Fourier.

Debido a que no se tiene conocimiento de cómo es que ocurrirá la ruptura del gap de Guerrero, las suposiciones aquí planteadas no son absolutamente ciertas y es por ello que se realizan varias simulaciones, las cuales, no obstante que distan mucho de ser exhaustivas permiten tener una idea más clara de los posibles efectos de este fenómeno.

El modo de propagación de la ruptura resultó ser una variable crítica ya que para el modo de propagación unilateral las amplitudes de los acelerogramas disminuyen notablemente con respecto a las correspondientes a la propagación radial.

Los acelerogramas sintetizados para los distintos escenarios para el gap de Guerrero muestran mayores amplitudes que las que se presentaron en al sismo del 19 de septiembre de 1985. Sin embargo, es necesario no perder de vista que el método está basado únicamente en el comportamiento lineal del terreno y depende mucho del registro utilizado como función de Green empírica.

Para mejorar estas simulaciones es necesario contar con más información con respecto a los procesos de ruptura de los sismos registrados (y los que se registrarán). De esta manera los escenarios planteados conducirán a predicciones más certeras.

8.- RECONOCIMIENTOS

La realización de este trabajo hubiera sido imposible sin el enorme apoyo de mi director Francisco J. Sánchez-Sesma y de mi asesor Miguel A. Bravo Diaz. A ellos mi más sincero agradecimiento.

Mi gratitud a Shri Krishna Singh y Mario Ordaz Shroeder por sus atinadas sugerencias y valiosos comentarios.

Agradezco también la colaboración y apoyo siempre patente de mis compañeros Jaime Ramos, David Alvarez, José Luis Rodriguez y Guadalupe Padilla.

Parte de la información aquí utilizada fue proporcionada por el CIRES, CIS y FICA. Kojiro Irikura facilitó el algoritmo computacional para el cálculo de los sismogramas sintéticos.

Este trabajo fue patrocinado por el Fondo Ricardo Zevada y realizado en el Instituto de Ingeniería de la UNAM como parte del proyecto 9762.

9.- REFERENCIAS

Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.* **72**, 1217-31.

Arcinlega, A. (1990). Modelo semiempirico para estimar espectros de respuesta sismicos en el Valle de México, *Tesis de Lincenciatura en Ingenier a Geof sica, Facultad de Ingenieria, UNAM.*

Benioff, H. (1955). Mechanism and strain characteristics of the White Wolf fault as indicated by the aftershocks sequence, *Earthquakes in Kern County, California during 1952*, Bull.171, Div. Mines, State of California, November, 199-202.

Brigham, E. O. (1974). The Fast Fourier Transform, *Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliff, New Jersey*, pp 252.

Bullen, K. E. (1953). On strain energy and strength in the earth's upper mantle. *Trans. Am. Geophys. Union* 34, 107-9.

Dziewonsky, A. M. y J. H. Woodhouse (1983). Studies of de seismic source using normal-mode theory, in *Earthquakes: Observation, Theory, and Interpretation*, ed. H. Kanamori and E. Boschil (Amsterdam: North-Holland).

Geller, R. J. (1976). Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bull. Seism .Soc. Am.*, Vol 66, pp 1501-1523

Hadley, D. M. and Helmberger, D. V. (1980). Simulation of strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 70, pp 617-630

Haskell, N. A. (1964). Radiation patterns of surface waves from point sources in a multi-layered medium, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 54, pp 377-393.

Helmberger, D. V. (1983). Theory and application of synthetic seismograms, in *Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation*, ed. H. Kanamori and E. Boschli, (Amsterdam: North-Holland).

Hartzell, S. H. (1978). Earthquakes aftershocks as Green's functions, *Geophys. Res. Lett.* 5, 1-4.

Imagawa, K, N. Mikanimi, and Mikumo, T. (1984). Analytical and semi-empirical synthesis of near-field seismic waveforms for investigating the rupture mechanism of major earthquakes, *J. Phys. Earth*, 32, pp 318-338.

Irikura, K. and Maramatu, I. (1982). Synthesis of strong ground motions during large earthquakes using observed seismograms of small events, *Proc. 3rd International Microzonation Conference, Seattle*, Vol 1, pp 447-458.

Irikura, K (1983). Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol 22, pp 63-104.

Irikura, K. (1988). Estimation of near-field ground motion using empirical Green's funtion, *Procedings Ninth World Conference on erthquake Engineering, Tokyo-Kyoto, Japan*, Vol 8, pp 37-42.

Irikura, K. and Aki, K. (1988). A procedure for synthesizing strong ground motion from large earthquakes using small earthquakes records. Sometido a *Bull. Seism.* Soc. *Am.*.

Kanamori, H. (1979). A semi-empirical approach to prediction of long-period ground motion from great earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 69, pp 1645-1670.

Kanamori, H. y D. L. Anderson (1975). Theoretical Basis of some Empirical Relations in Seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 65, pp 1073-1095.

Kanamori, H. et al. (1988). Estimation of ground motions in México City, *Proceedings Ninth World Conference on Earthquakes Engineering, Tokyo-Kyoto, Japan*, Vol 8, pp 37- 42.

Kostrov, B. V. y S. Das (1988). Principles of erthquake source mechanics. *Cambridge University Press*, pp 285.

Nakano, H. (1923). Notes on the nature of forces which give rise to earthquake motions, *Seism. Bull., Cent. Meteor. Obs. Japan* 1, 90-120.

Reid, H. F. (1910). The mechanics of the earthquake, in *The California Earthquake of April 18, 1906*, Report of the State Investigations Commission, Vol 2 (Washington, D. C.: Carnegie Institute of Washington).

Ruff, L. J., y Kanamori, H. (1983). The rupture Process and asperity distribution of the great earthquakes from long-period difracted P-waves, *Phys. Earth Planet Interiors* 31, 202-30.

Ruff, L. J. (1983). Fault asperities inferred from seismic body waves, in *Earthquakes: Observation, theory and Interpretation*, ed. H. Kanamori and E. Boschil, (Amsterdam: North-Holland), 251-76.

Singh, S. K., L. Astiz y J. Havskov (1981). Seismic gaps and recurrence periods of large earthquakes along the Mexican subduction zone: A reexamination, *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 1645-1670.

Singh, S. K., M. Ordaz, R. Quaas y E. Mena (1989). Estudio preliminar de la fuente del temblor del 25 de abril de 1989 (Ms=6.9) a partir de los datos de movimientos fuertes, *Memorias del VIII Congreso de Ingeniería Sísmica y VII Congreso Nacional de Ingeniería Estructural*, Noviembre de 1989, Acapulco Gro., México, Vol. I, A199 - A211.

Suárez G., T. Monfret, G. Writtlinger, y C. David (1990). Geometry, Subduction and Depth of the Seismogenetic Zone in Guerrero, Mexico, *Nature*, Vol. 345, No. 6273, pp 336-338.

Tsuboi, C. (1956). Earthquakes energy, earthquake volume, aftershock area and strength of the earth's crust, *J. Phys. Earth* **4**, 63-6.

Parametros de los eventos sismicos usados.

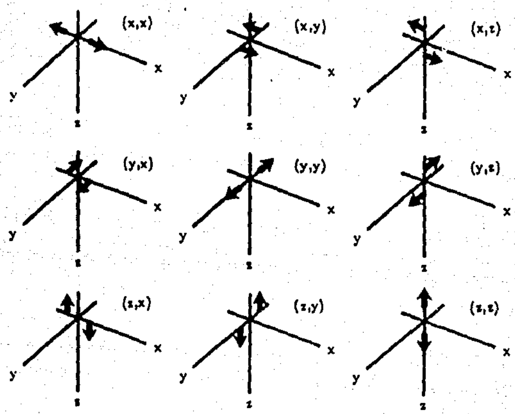
	Localizacion						
Fecha	Lat.nte	lon.oest.	Rumbo	Echado	Rake	Prof.	Mo
May/02/89			62	15	63	17.3	1.6E+24
Abr/25/89	16.579	99.462	64	28	77	19.92	2.4E+26
Sep/19/85	18.141	102.707	72	9	72	17	1.2E+28
May/31/90	17.12	100.84				21.2	1.1E+25

TABLA 1

Parametros utilizados para la simulacion

Numero de simulacion	1	2	3
nombre del arch. de la func. de green.	ent.dat	ent.dat	ent.dat
intervalo demuestreo de la señal.	0.02	0.02	0.02
ceros que agrega al inicio de la señal.	4000.00	4000.00	4000.00
strike del evento objetivo.	63.00	63.00	63.00
dip del evento objetivo.	20.00	20.00	20.00
rake del evento objetivo.	70.00	70.00	70.00
profundidad del evento objetivo.	18.00	18.00	18.00
strike del subevento.	62.00	62.00	62.00
dip del subevento.	15.00	15.00	15.00
rake del subevento.	63.00	63.00	63.00
profundidad del subevento.	17.30	17.30	17.30
distancia epicentral del gran evento.	314.00	314.00	314.00
azimut del gran evento.	174.00	174.00	174.00
distancia epicentral del subevento.	317.00	317.00	317.00
azimut del subevento.	175.00	175.00	175.00
largo del subevento.	35.00	35.00	35.00
ancho del subevento.	30.00	30.00	30.00
num. de elem. a lo largo de la falla.	3.00	3.00	3.00
num. de elem. a lo ancho de la falla.	3.00	3.00	3.00
coord. x del elem. donde inicia la ruptura.	2.00	2.00	1.00
coord. y del elem. donde inicia la ruptura.	2.00	2.00	1.00
vel. ondas S (vs)	3.20	3.20	3.20
vel.de propagacion de ruptura (vr).	2.80	2.80	2.80
modo propag. rupt. (1)unilateral (2)radial.	2.00	2.00	1.00
corr. pat. rad. (0)no (1)si (2) signo.	2.00	0.00	2.00
comp.) ang. azim. del norte y antihorario.	270 (ew)	0 (ns)	270 (ew)
rise time del subevento (tra).	10.00	10.00	10.00
nt	3.00	3.00	3.00
ntt	10.00	10.00	10.00
lmdi: (1) smoothing, (2) $1/w^2$	2.00	2.00	2.00
archivo del acelerograma simulado.	sal.res	sal.res	sal.res

TABLA 2



$$\begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} \qquad M_{ij}$$

FIGURA 1.- Tensor de Momentos y su representación física.

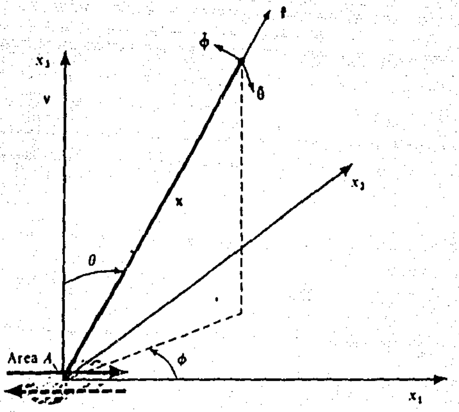


FIGURA 2.- Sistema de coordenadas utilizado.

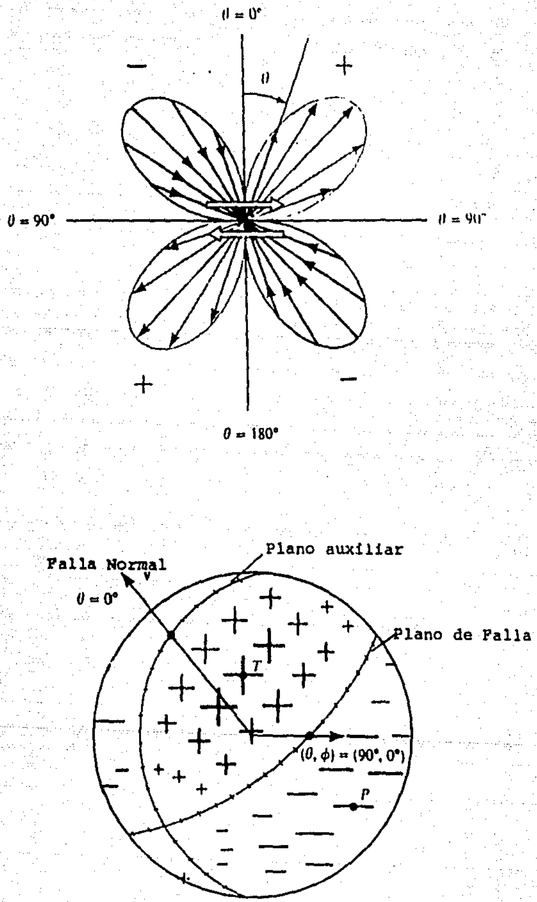


FIGURA 3.- PATRON DE RADIACION ONDA "P".

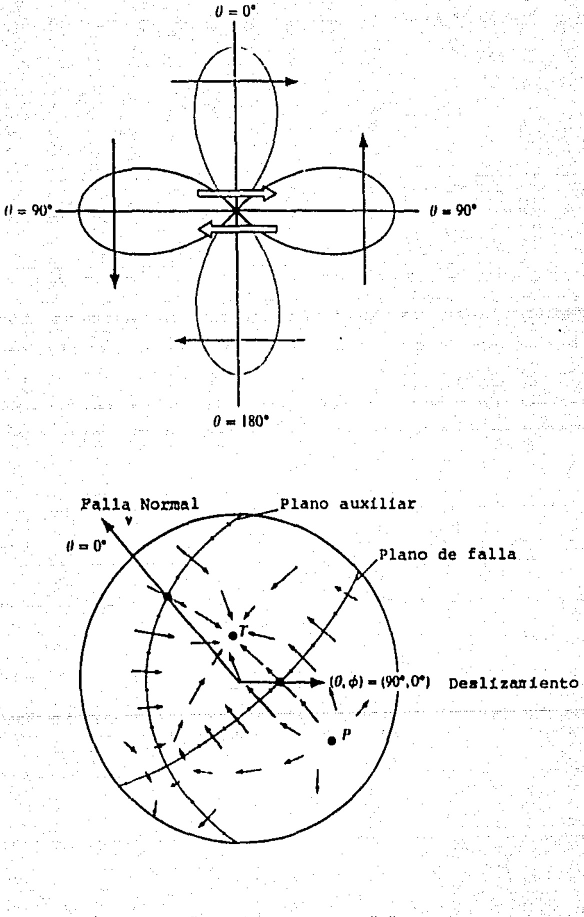


FIGURA 4.PATRON DE RADIACION ONDAS "S".

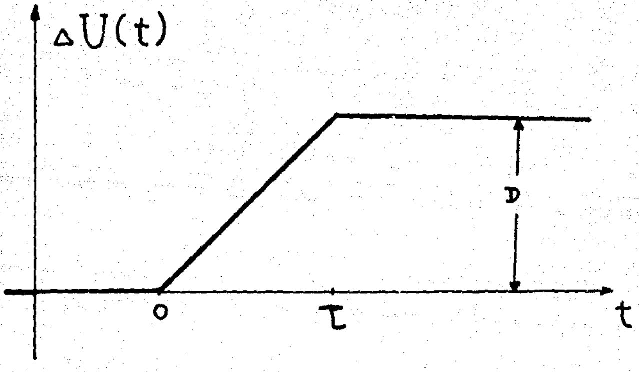


FIGURA 5.- FUNCION DE DESLIZAMIENTO.

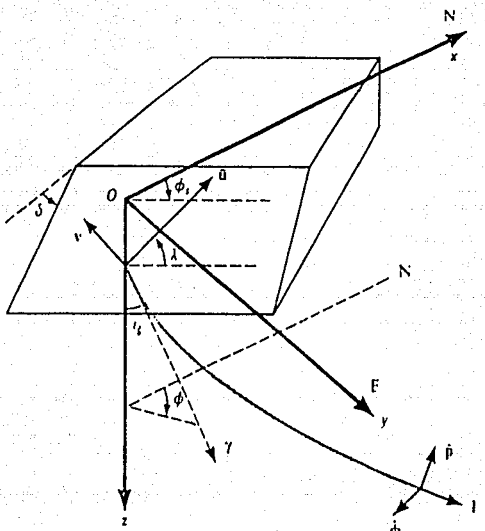


FIGURA 6.- Bloque esquemático de una fuente sísmica dislocasional.

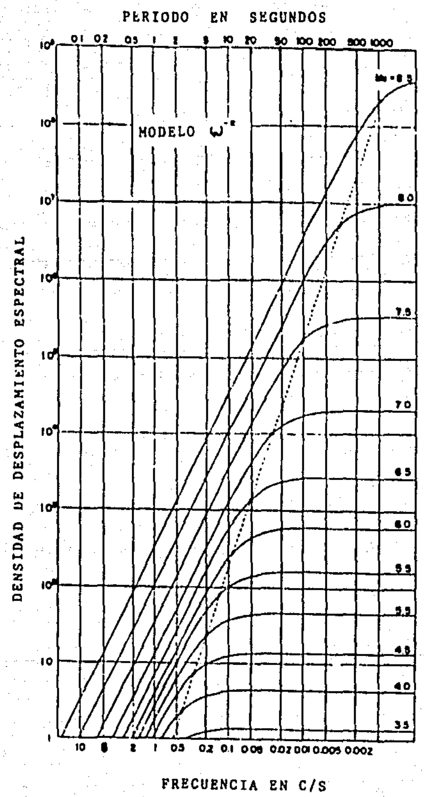


FIGURA 7.- Modelo de escalamiento espectral.

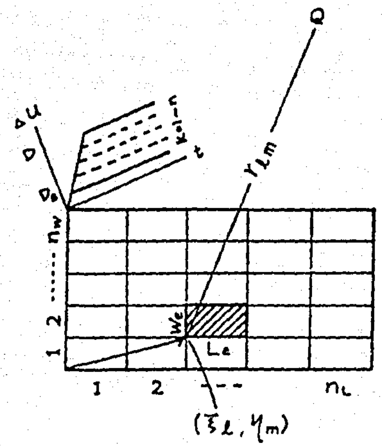


FIGURA 8.- Contribución de un elemento al registro del gran evento en el punto Q.

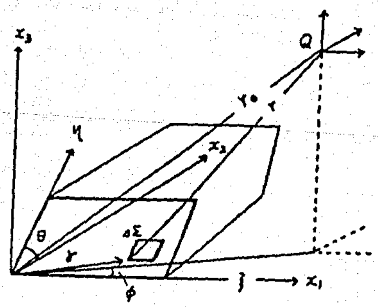


FIGURA 9.- Sistema Coordenado referido a la falla.

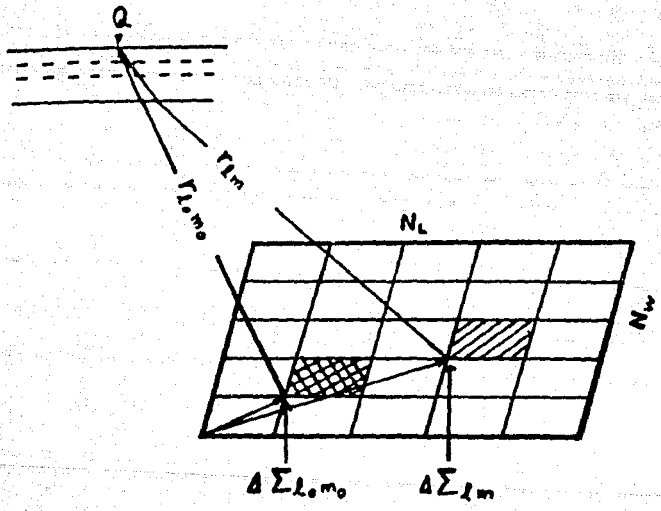


FIGURA 10.- Relación geométrica entre los elementos que componen la falla en el punto Q.

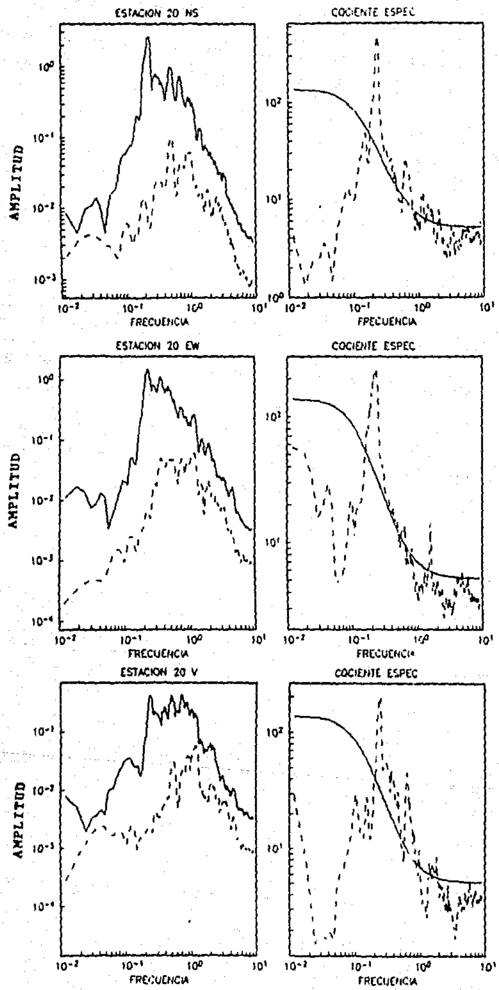


FIGURA 11.- Espectros de Fourier de los sismos del 25 de abril y 2 de mayo de 1989 y su cociente espectral.

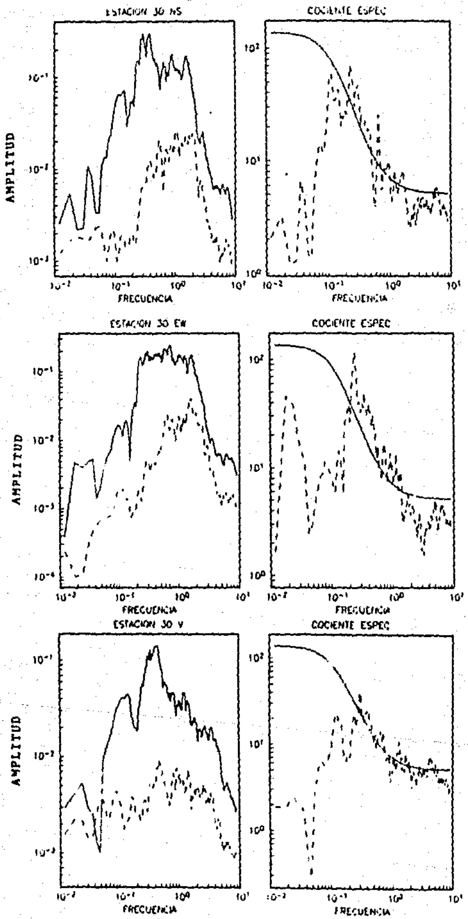


FIGURA 12.- Espectros de fourier de los sismos del 25 de abril y 2 de mayo de 1989 y su cociente espectral.

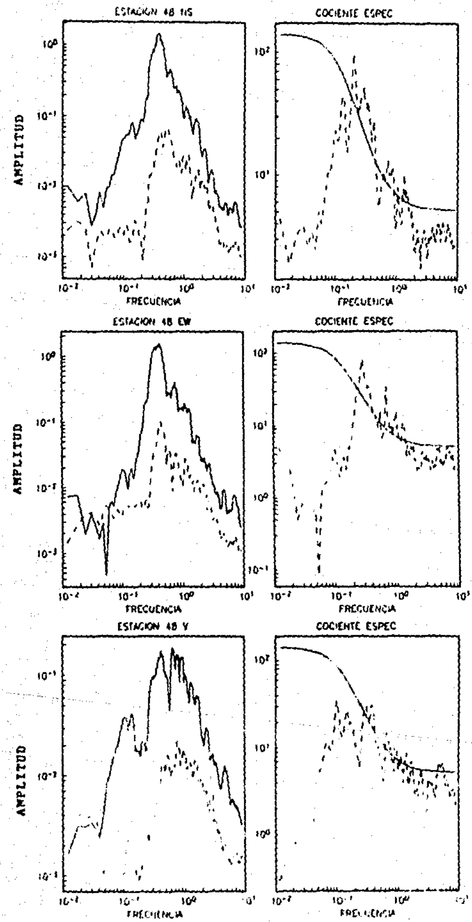


FIGURA 13.- Espectros de Fourier de los sismos del 25 de abril y 2 de mayo de 1989 y su cociente espectral.

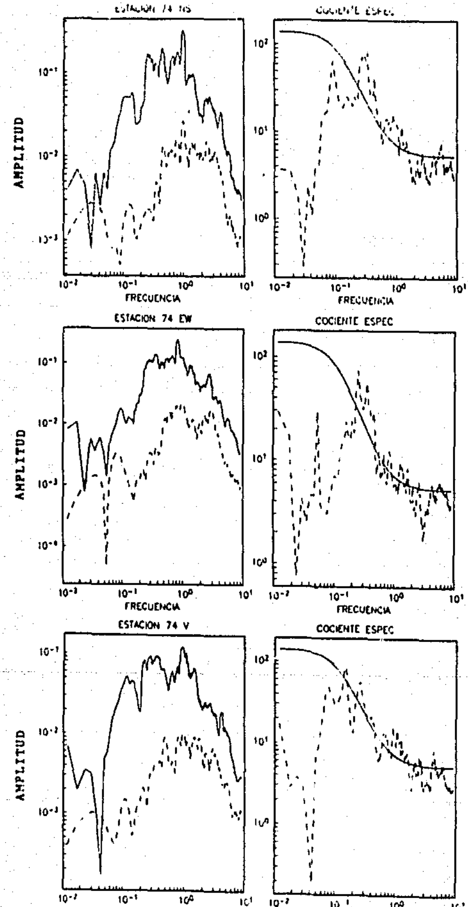


FIGURA 14.- Espectros de Fourier de los sismos del 25 de abril y 2 de mayo y su cociente espectral.

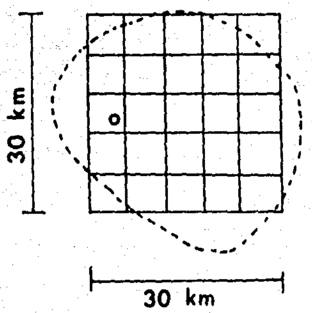


FIGURA 15.- Area de ruptura y modelo propuesto para el sismo del 25 de abril de 1989.

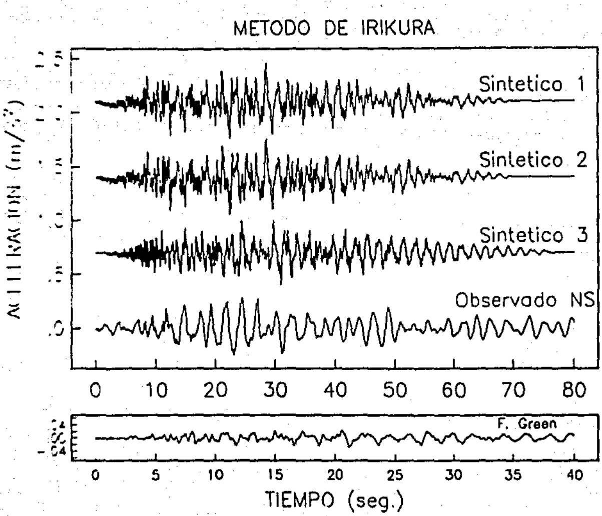


FIGURA 16.- Simulación del simo del 25 de abril de 1989 usando el sismo del 2 de mayo del1989 como función de Green empírica. Componente NS.

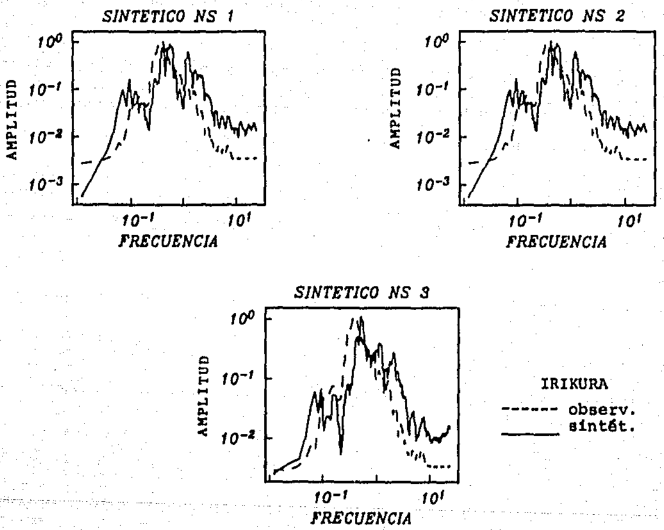


FIGURA 17.- Espectros de Fourier de las simulaciones del sismo del 25 de Abril usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente NS.

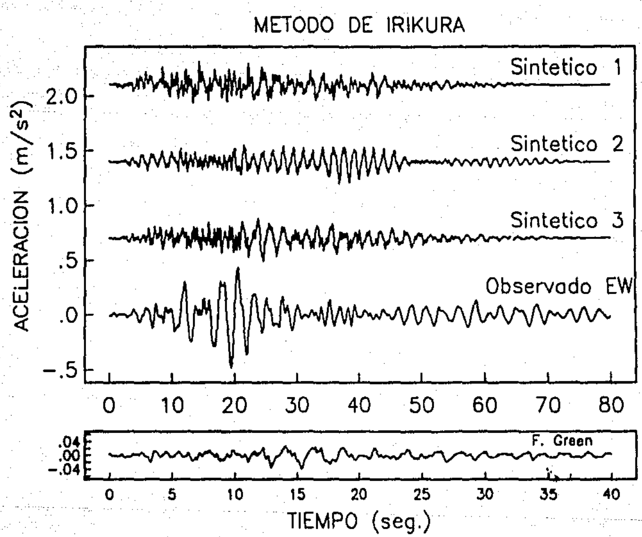


FIGURA 18.- Simulación del simo del 25 de abril de 1989 usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente EW.

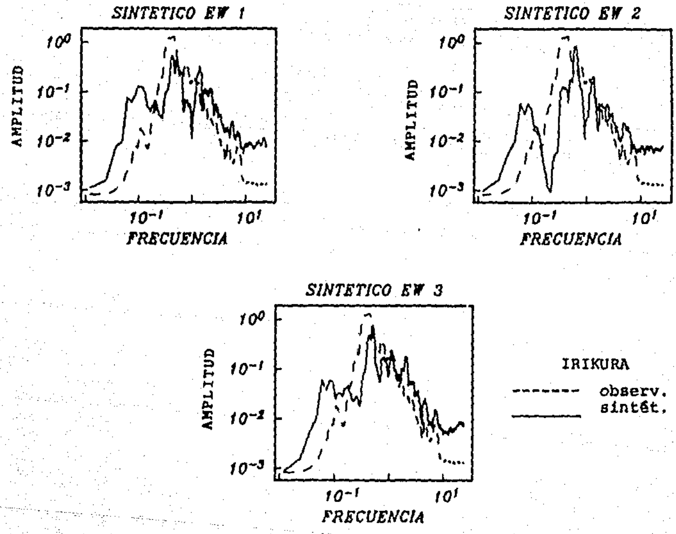


FIGURA 19.- Espectros de Fourier de las simulaciones del sismo del 25 de abril usando el sismo del 2 de mayo como función de Green empírica. Comp. EW.

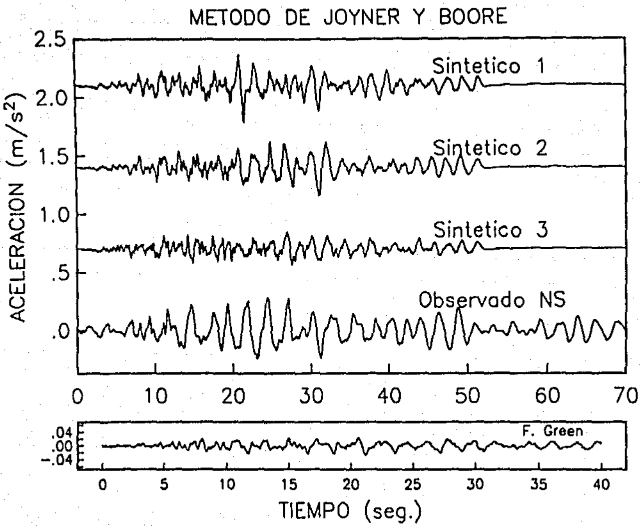


FIGURA 20.- Simulaciones del sismo del 25 de abril usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente NS.

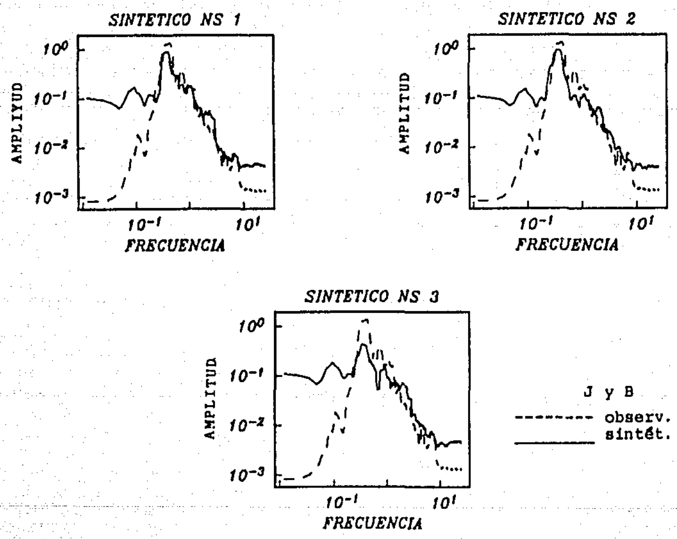


FIGURA 21.- Espectros de Fourier de las simulaciones del sismo del 25 de abril usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente NS.

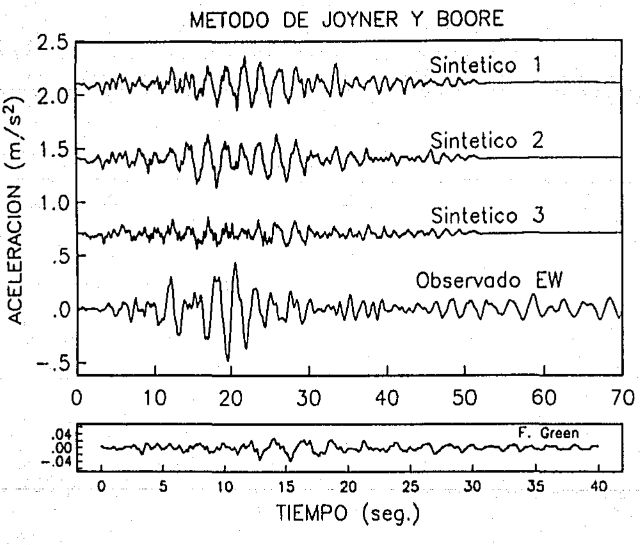


FIGURA 22.- Simulaciones del sismo del 25 de abril usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente EW.

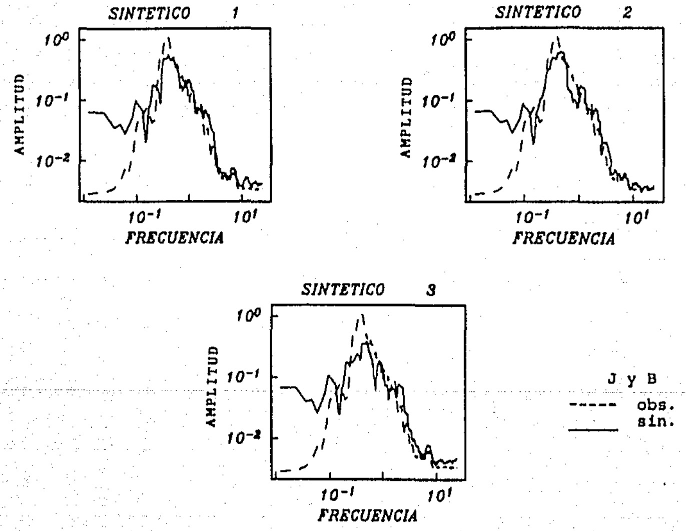


FIGURA 23.- Espectros de Fourier de las simulaciones del sismo del sismo del 25 de abril usando el sismo del 2 de mayo de 1989 como función de Green empírica. Componente EW.

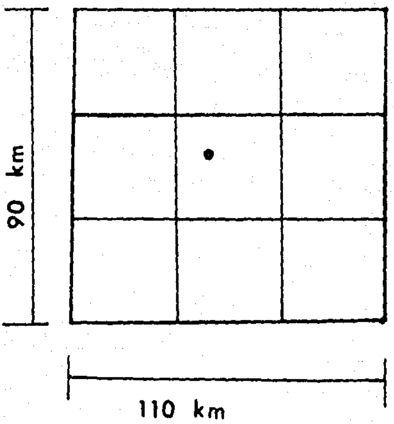


FIGURA 24.- Modelo propuesto para el sismo esperado en el gap de Guerrero.

SIMULACION 1 / COMPS. EW / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

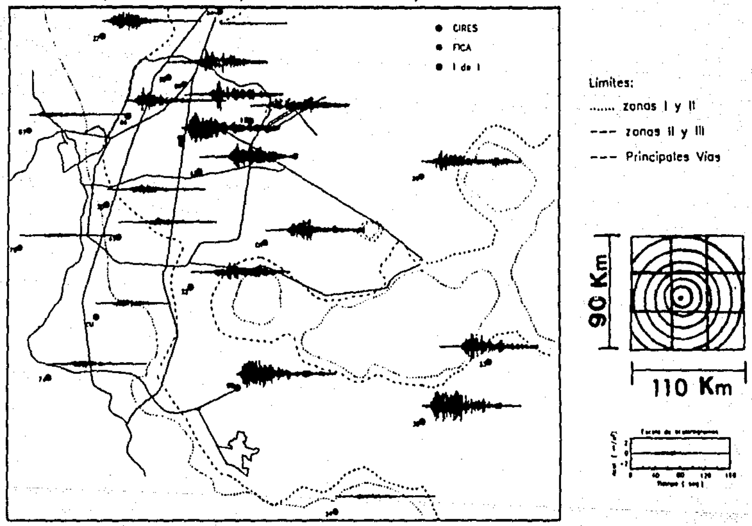


FIGURA 25.-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

SIMULACION 1 / COMPS. NS / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

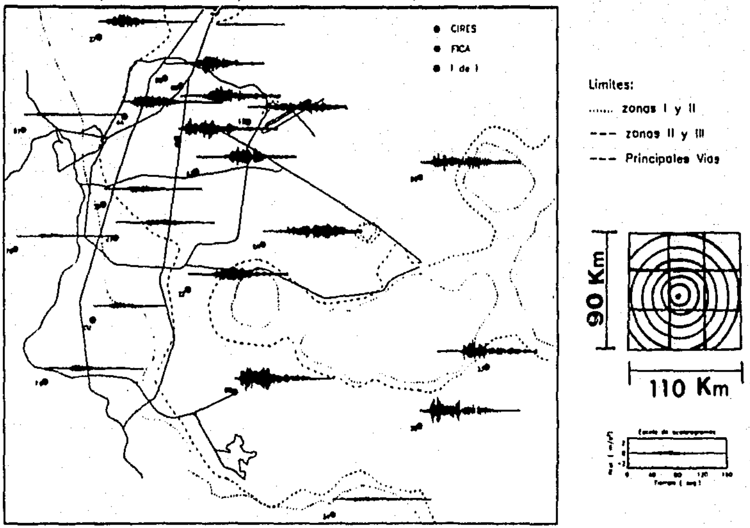


FIGURA 26.-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

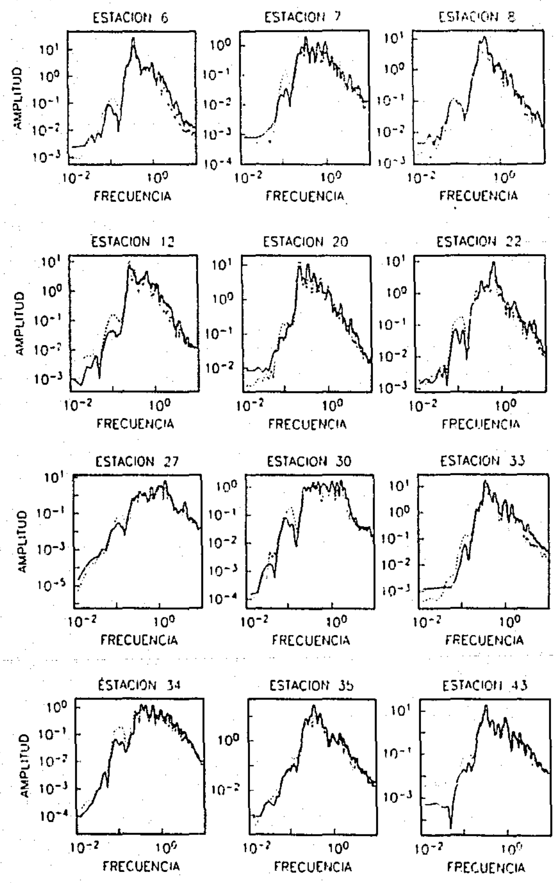


FIGURA 27.- Espectros de Fourier para la simulación 1.

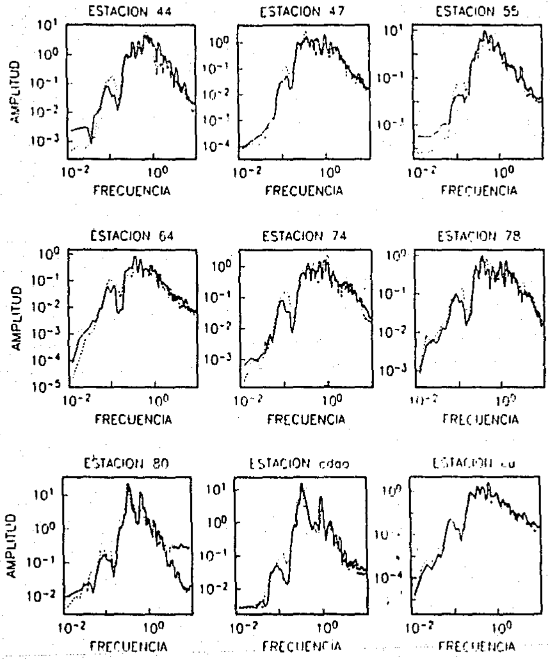


FIGURA 28.- Espectros de Fourier para la simulación 1

--- comp. NS.
—— comp. EW.

SIMULACION 2 / COMPS. NS / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

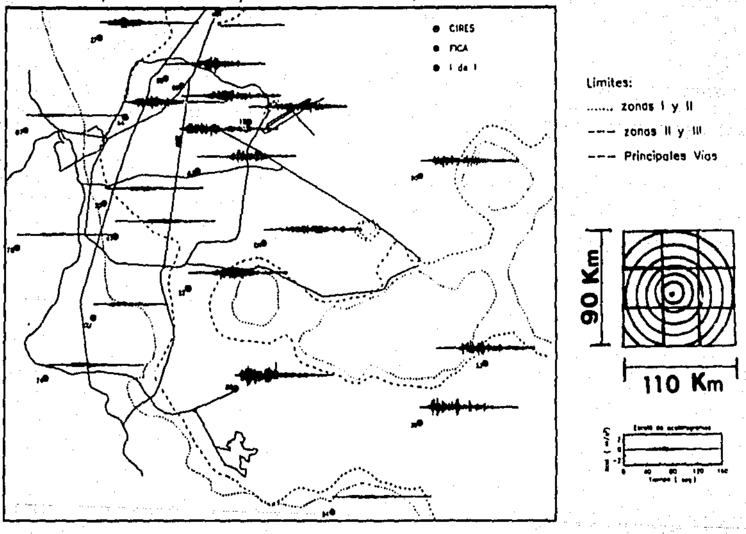


FIGURA 29-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

SIMULACION 2 / COMPS. EW / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

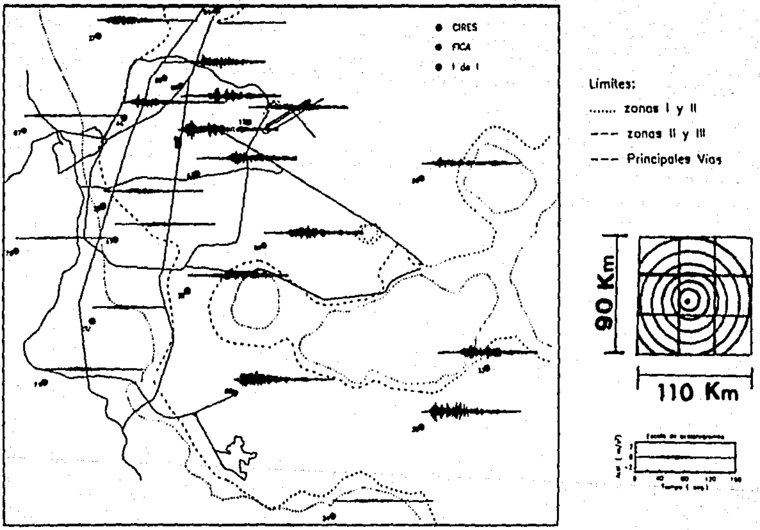


FIGURA 30.-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

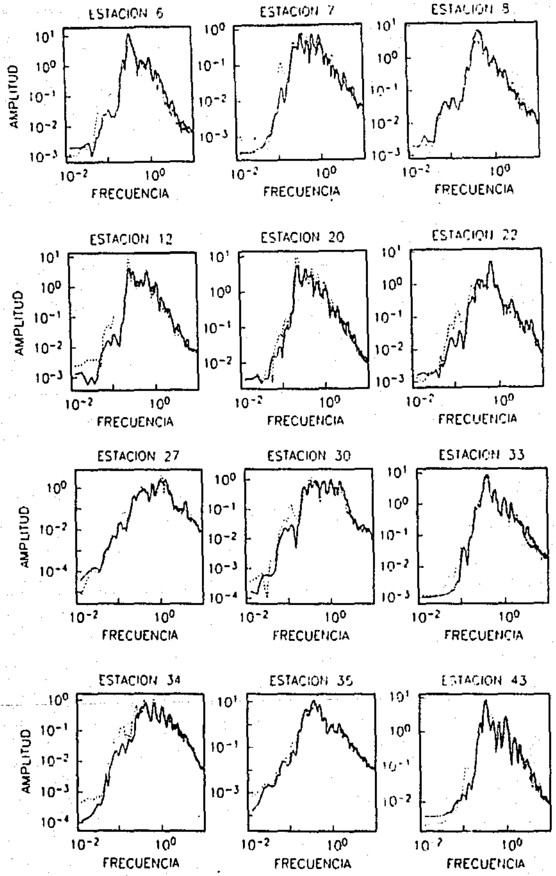


FIGURA 31,- Espectros de Fourier para la simulación 2.
——— comp. NS ---- comp. EW

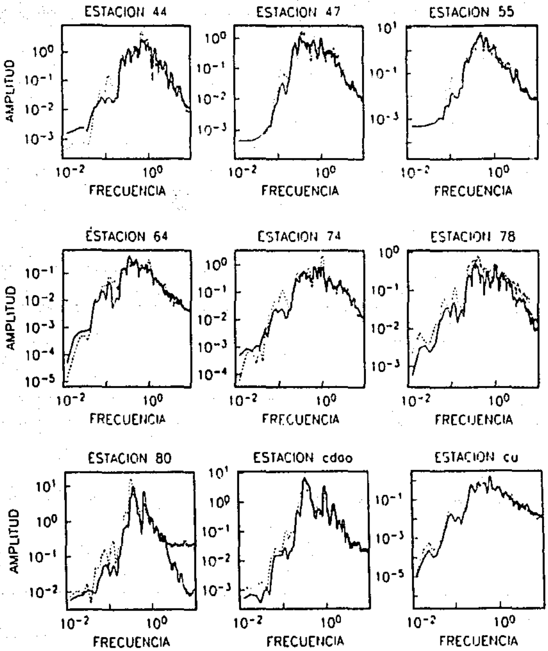


FIGURA 32.- Espectros de Fourier para la simulación 2,
—— comp. NS ---- comp. EW

SIMULACION 3 / COMPS. EW / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

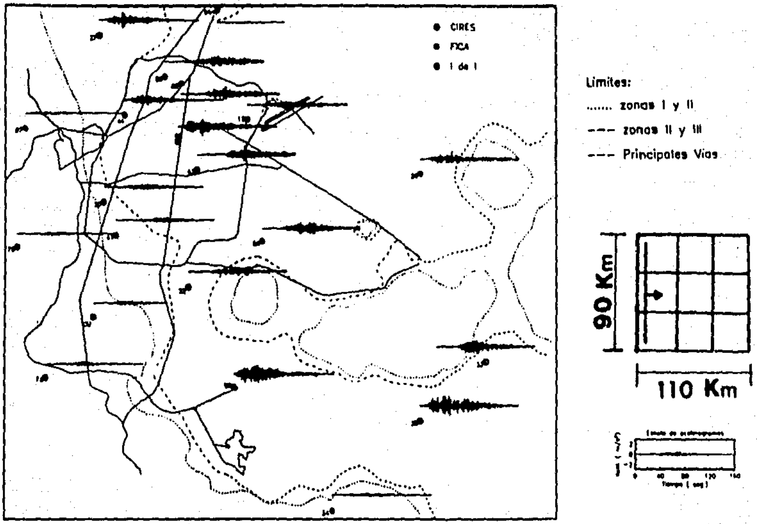


FIGURA 33-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

SIMULACION 3 / COMPS. NS / GAP GUERRERO / METODO IRIKURA

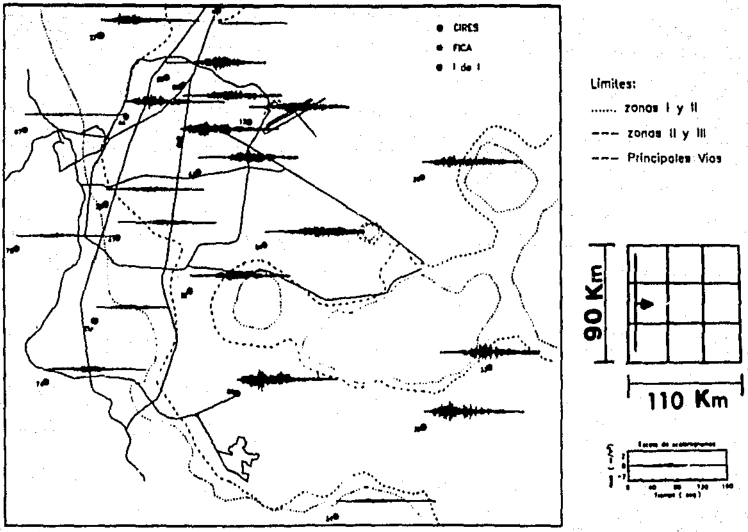


FIGURA 34.-SIMULACIONES UBICADAS EN SUS ESTACIONES DE REGISTRO

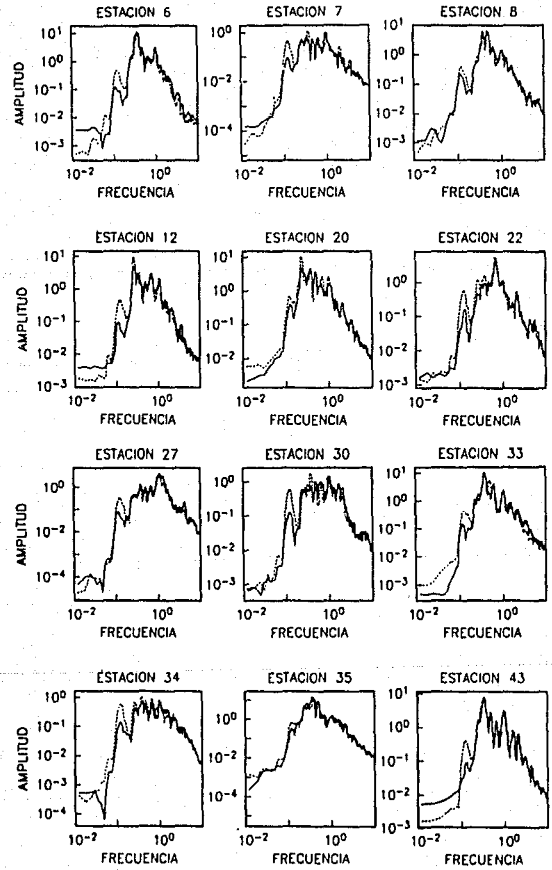


FIGURA 35.- Espectros de Fourier para la simulación 3

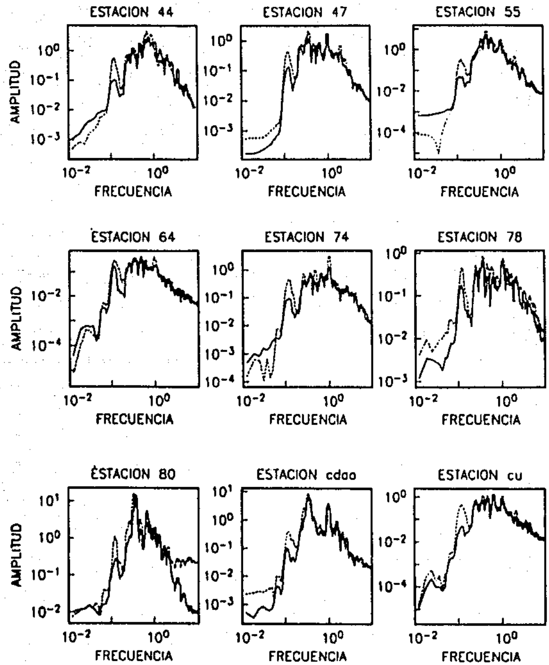


FIGURA 36.- Espectros de Fourier para la simulación 3

—— comp. NS ---- comp. EW

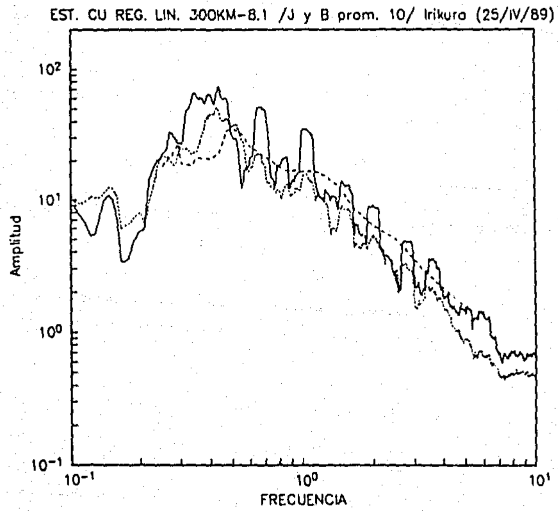


FIGURA 37.- Espectros de Fourier de la simulación para el gap de Guerrero con 3 métodos.

—— Irikura ---- Arciniega .... Joyner y Boore

utilizando el sismo del 25 de abril de 1989 como función de Green empírica.

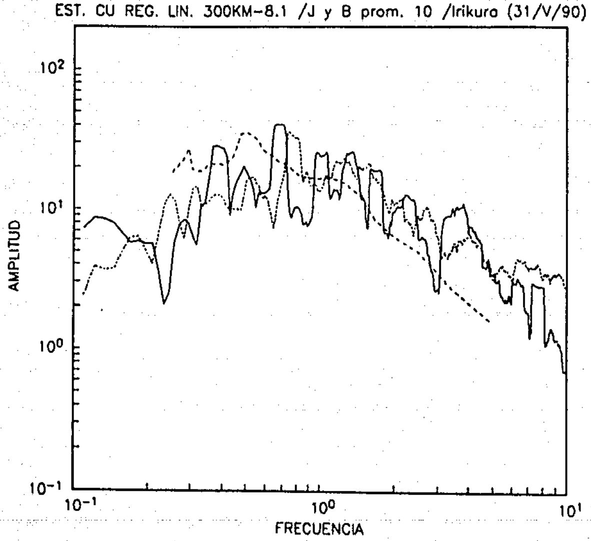


FIGURA 38.- Espectros de Fourier de la simulación para el gap de Guerrero con 3 métodos —— Irikura ---- Arciniega .... Joyner y Boore utilizando el sismo del 31 de mayo de 1990 como función de Green empírica.

APENDICE.- METODO DE JOYNER Y BOORE

Este método conserva la misma filosofia de utilizar eventos pequeños como funciones de Green empiricas. Asimismo, supone el modelo de escalamiento espectral ω^{-2} a partir del cual y junto con las condiciones de similitud (ecuación 3.11) aplicadas a los momentos sismicos, se obtienen 2 variables η y ν como sigue:

$$\eta = \left(\frac{M_0}{M_{0e}} \right)^{4/3}$$

$$\nu = \left(\frac{M_0}{M_{0e}} \right)^{-1/3}$$

donde M_0 y M_{0e} son los momentos del evento a simular y del subevento respectivamente y las variables η y ν indican, respectivamente el número de subeventos a sumar y la amplitud que deben tener para cumplir con las caracteristicas acordadas, es decir que el sismo simulado tenga un momento M_0 y se escale con el subevento de acuerdo a la ley ω^{-2}. Adicionalmente se involucra la variable aleatoria τ_i que fluctúa entre 0 y T siendo T el tiempo de ruptura del gran evento . Esta variable es un corrimiento en tiempo al cual se atribuye el inicio de la ruptura del i-ésimo subevento, simulando de este modo una propagación de la ruptura con irregularidades. Nótese que en este método no es posible controlar los parámetros de la fuente a simular y la colección de simulaciones únicamente dependerá de la semilla con que se genere el número aleatorio.