

Capítulo 6

ANÁLISIS NUMÉRICO

6.1 INTRODUCCIÓN

En la primera parte de este capítulo (apartado 6.2) se analiza numéricamente el comportamiento de la estructura ensayada. Su respuesta experimental, comentada en el capítulo precedente, se compara con la respuesta numérica, ante distintos ensayos y grados de plastificación. El algoritmo numérico se fundamenta en un análisis dinámico no lineal paso a paso, en el cual las no linealidades se suponen concentradas en los disipadores, y en un comportamiento lineal y elástico de los muros de hormigón armado.

En la segunda parte del capítulo (apartado 6.3) se han determinado los parámetros que influyen en la respuesta dinámica no lineal de una estructura de un grado de libertad con el sistema disipativo propuesto. Se han construido espectros no lineales de respuesta a partir de análisis no lineales con distintos valores de los parámetros establecidos y para cuatro terremotos: El Centro (1940), Taft (1952), Loma Prieta (1989) y Northridge (1994). Los espectros de respuesta abarcan períodos comprendidos entre 0.15 y 3.8 segundos, y para su construcción se ha realizado un total de 700 análisis. Las variables representadas (en estado normalizado) han sido las siguientes: ductilidad, aceleración absoluta, desplazamiento relativo, energía introducida al sistema y energía disipada. A partir de los espectros se han observado pautas de comportamiento y se han propuesto criterios de diseño.

6.2 ANÁLISIS NUMÉRICO DE LA ESTRUCTURA

6.2.1 Modelos de comportamiento histerético no degradantes

Los modelos histeréticos pretenden representar matemáticamente la relación entre la fuerza y el desplazamiento en una secuencia (aleatoria en eventos sísmicos) de carga y descarga. Una primera clasificación se basaría en la presencia o no de pérdida de la capacidad disipativa, distinguiendo entre modelos degradantes y no degradantes. Los primeros se adoptan, por ejemplo, en elementos estructurales de hormigón armado de estructuras convencionales (Wakabayashi, 1986). Los disipadores de energía elastoplásticos no manifiestan degradación hasta un número elevado de ciclos y suelen adoptarse modelos no degradantes para describir su comportamiento histerético.

Los modelos no degradantes más sencillos son los bilineales (figura 6.1), con una rigidez segunda nula o positiva ('hardening'). Son empleados con bastante asiduidad para representar el comportamiento no lineal del acero en estructuras metálicas, tanto en disipadores como en zonas en régimen plástico de la estructura principal. La mayoría de los análisis paramétricos relativos en el campo sismoresistente han adoptado estos modelos, siendo el más empleado el bilineal sin endurecimiento (Nakashima et al. 1995b).

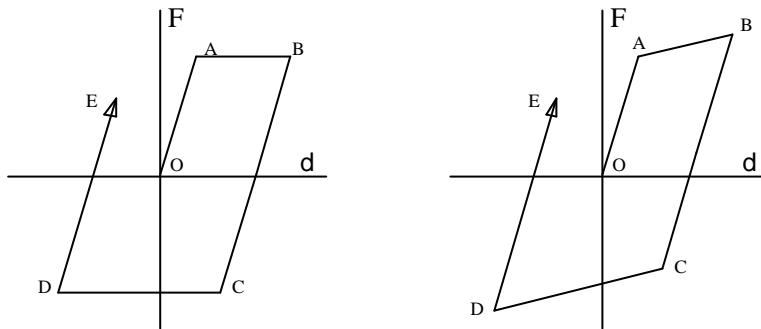


Figura 6.1 Modelos histéricos bilineales: perfectamente plástico (a la izquierda) y con endurecimiento ("hardening") a la derecha

El modelo de Ramberg-Osgood ha sido usado frecuentemente por su capacidad de reproducir la gradual disminución en la rigidez. Fue usada por primera vez por Jennings (1964). El modelo consiste en una curva esqueleto y una familia de curvas histéricas tal como se observa en la figura 6.2. La curva esqueleto se expresa como

$$\frac{d}{d_y} = \frac{F}{F_y} \left(1 + \alpha \left| \frac{F}{F_y} \right|^{\eta-1} \right) \quad [6.1]$$

donde F , F_y , d y d_y son respectivamente la fuerza, fuerza de plastificación, desplazamiento y desplazamiento de plastificación, y α y η son los dos coeficientes que especifican la forma de la curva. La curva histérica es dada de la siguiente forma:

$$\frac{d - d_0}{2d_y} = \frac{F - F_0}{2F_y} \left(1 + \alpha \left| \frac{F - F_0}{2F_y} \right|^{\eta-1} \right) \quad [6.2]$$

donde d_0 y F_0 indican las coordenadas de origen de la curva histérica, es decir, los valores más recientes observados en la curva anterior. La curva histérica tiene la misma forma que la curva esqueleto, pero en una escala doble en abscisas y

ordenadas. A diferencia de los modelos bilineales, el modelo de Ramberg - Osgood permite representar el efecto Bauschinger. Se ha usado para modelar el comportamiento histerético del ADAS (Su et al. 1990; Nacer et al. 1998) y el de los paneles de cortante (Nakashima et al. 1995b) con excelentes resultados. Este último plantea un modelo avanzado de R-O, en el cual es posible introducir de forma ponderada el endurecimiento cinemático y dinámico.

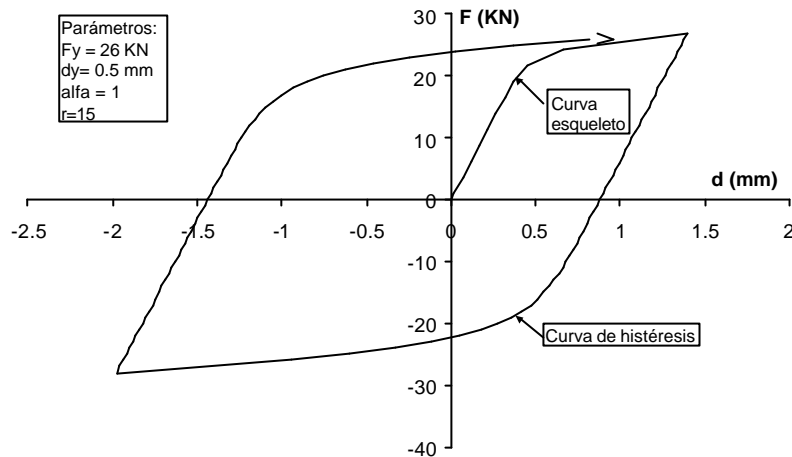


Figura 6.2 Modelo de Ramberg - Osgood

Otra propuesta para modelar el comportamiento histerético del acero parte de la descomposición de la curva histerética en tramos esqueleto, tramos Bauschinger y tramos de descarga (Kato et al. 1973). Los tramos esqueleto (o "skeleton part") se obtienen de la curva monotónica creciente. Estos tramos han sido reproducidos a partir de curvas trilineales (Akiyama et al. 1995, Benavent et al. 1997). Los tramos Bauschinger se pueden representar a través de un modelo bilineal, tal como se indica en la figura 6.3. Para ello, Akiyama et al. (1995) asumen una rigidez en el primer tramo de la zona Bauschinger igual a la del dissipador, previa plastificación, hasta una carga mitad a la máxima alcanzada en el ciclo anterior. El segundo tramo se prolonga hasta la carga máxima alcanzada en el ciclo anterior, con un desplazamiento total:

$${}_B d = 0.5 \sum {}_S d \quad [6.3]$$

Donde ${}_B d$ = deformación por Bauschinger, ${}_S d$ = deformación acumulada de esqueleto.

Un modelo de gran simplicidad, y que ha sido el finalmente adoptado para representar el comportamiento del dissipador en los análisis numéricos realizados, es el propuesto por Wilson (1992). La relación entre la fuerza y la deformación se basa en la siguiente formulación:

$$F = k d \quad \text{si } d < d_y \quad [6.4]$$

$$F = F_y \left(\frac{d}{d_y} \right)^n \quad \text{si } d > d_y \quad [6.5]$$

Donde F = fuerza en el dispositivo, F_y = fuerza de inicio de comportamiento plástico, d_y = desplazamiento de inicio de comportamiento plástico y n = parámetro de reducción de la rigidez. En las curvas de carga y descarga, el valor d se calcula tomando como referencia la deformación plástica permanente d_p :

$$d = d_T - d_p \quad [6.6]$$

Donde d_T es la deformación total relativa entre extremos del dispositivo.

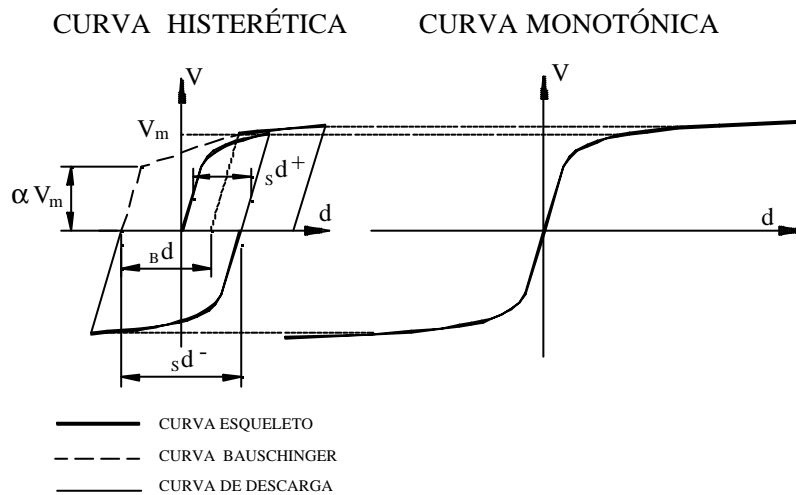


Figura 6.3 Modelo basado en la descomposición de la curva histerética en zonas esquelito y zonas Bauschinger de carácter bilineal (Akiyama et al. 1995)

6.2.2 Descripción del modelo numérico

6.2.2.1 Algoritmo y formulación básica del modelo de cálculo

Para los análisis numéricos se ha empleado el programa SADSAP (Wilson 1992). A continuación se describe, de forma simple, su principio de funcionamiento.

Es un programa concebido para reproducir el análisis dinámico con comportamiento no lineal, este último siempre localizado en elementos predeterminados. Permite modelizar el comportamiento de elementos disipativos de

carácter pasivo: disipadores histeréticos, aisladores de base y disipadores con amortiguamiento lineal. El método de análisis únicamente es aplicable a estructuras estables, sin la presencia de los elementos no lineales. Ello se debe a que el análisis numérico se realiza por partes: inicialmente, y de forma modal, se analiza la respuesta de la estructura principal, introduciendo en la parte final del escalón de carga los términos no lineales, tal como se comenta seguidamente.

La ecuación diferencial del movimiento de una estructura lineal con elementos no lineales se puede expresar de la siguiente forma:

$$M\ddot{u}(t) + C\dot{u}(t) + Ku(t) + R(t)_N = R(t) \quad [6.1]$$

Donde M = matriz de masas, C = matriz de amortiguamiento, K = matriz de rigidez, u = desplazamiento relativo y $R(t)_N$ = fuerzas resultantes nodales debidas a la suma de los elementos no lineales. La ecuación puede ser reeditada en su forma modal:

$$I\ddot{Y}(t) + \Lambda\dot{Y}(t) + \Omega^2Y(t) = F(t) - F(t)_N \quad [6.2]$$

Donde las fuerzas no lineales en su forma modal se expresan como:

$$F(t)_N = \Phi^T R(t)_N \quad [6.3]$$

Las deformaciones de los elementos no lineales pueden obtenerse a partir de los desplazamientos de los nodos, $u(t)$

$$\Delta(t) = Au(t) \quad [6.4]$$

permitiendo ser expresados directamente en coordenadas modales:

$$\Delta(t) = BY(t) \quad [6.5]$$

donde

$$B = A\Phi \quad [6.6]$$

Las fuerzas no lineales de los elementos $P(t)$ pueden ser calculadas en cualquier instante a partir de las propiedades no lineales de los mismos. Sus valores se pueden expresar en su forma modal:

$$F(t)_N = B^T P(t) \quad [6.7]$$

El algoritmo de cálculo empleado se describe a continuación. En primer lugar se realiza un análisis modal sin los elementos no lineales, determinándose los modos propios de vibración. A continuación se realiza un análisis paso a paso de la respuesta dinámica mediante superposición modal. Las ecuaciones modales son

integradas por un método que asume una variación lineal de la carga en el intervalo de tiempo considerado. Las fuerzas no lineales se calculan al final del "time step", son convertidas posteriormente en fuerzas modales y restadas en el término derecho de la expresión del movimiento [6.2]. Se realizan interacciones sucesivas hasta la convergencia de las fuerzas no lineales.

El modelo adoptado para describir el comportamiento histerético de los disipadores de energía es el modelo de Wilson, descrito y referenciado en el apartado anterior.

6.2.2.2 Modelización de la estructura

La figura 6.4 representa, de forma esquemática, la estructura del modelo. Para los dinteles y pilares se han adoptado elementos tipo viga. La masa se ha concentrado en los nodos extremos y central del dintel. Se ha supuesto el dintel con características estructurales equivalentes a dos perfiles HEB 300 solapados lateralmente. Se ha calculado la inercia de cada soporte a partir de la expresión:

$$I = \frac{1}{2} \cdot \frac{Kh^3}{12E} \quad [6.8]$$

la cual deriva de la asunción de modelo de cortante, donde h = altura del pórtico y E = módulo de elasticidad del acero. La rigidez K se corresponde con la rigidez del pórtico, obtenida a partir de la expresión [5.3] (véase apartado 5.6.1).

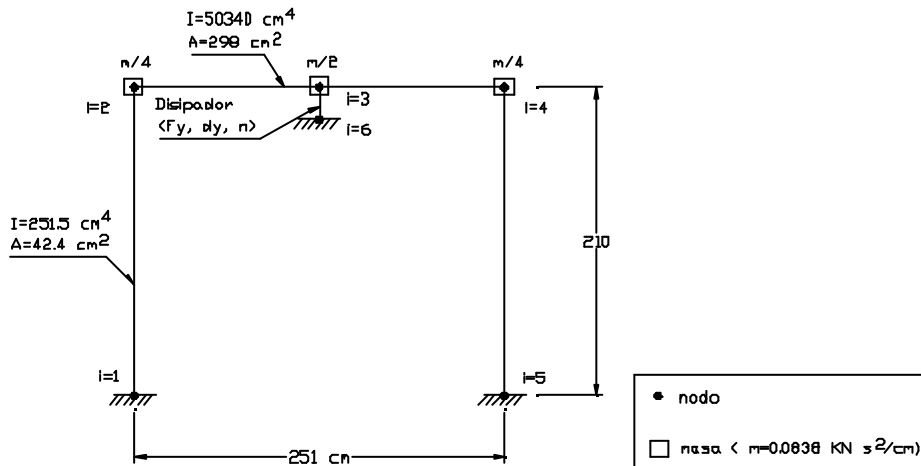


Figura 6.4 Modelo de la estructura

El sistema disipativo real consta de dos muros de hormigón con sendos disipadores de cortante. El modelo recoge esta realidad introduciendo la rigidez de los muros en el elemento no lineal. Para ello se han ajustado los parámetros del modelo de Wilson a partir de la curva experimental que relaciona el desplazamiento máximo obtenido en cada test y el cortante transmitido por los disipadores, tal como

se observa en la figura 6.5. Se han determinado los parámetros correspondientes al límite lineal a partir de la rigidez inicial y la segunda rigidez en la zona claramente no lineal. Se ha ajustado numéricamente el coeficiente n por mínimos cuadrados.

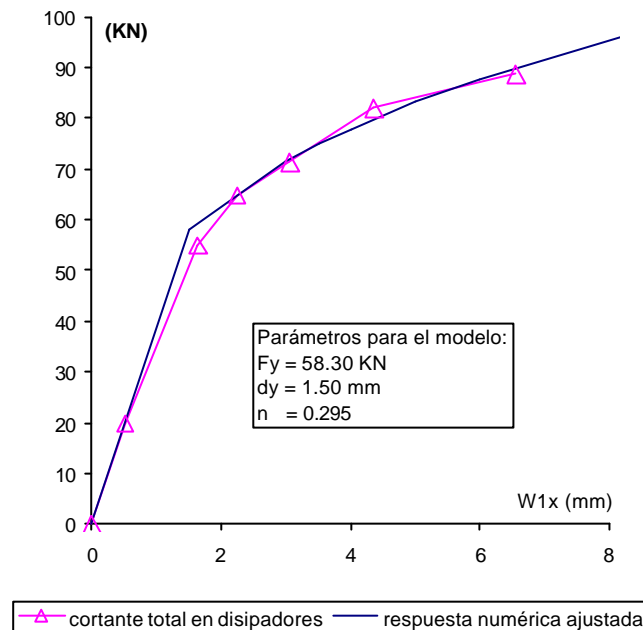


Figura 6.5 Relación entre el cortante y desplazamiento máximo en tests sucesivos: curva experimental y numérica (modelo de Wilson)

6.2.3 Respuesta numérica y comparación numérico-experimental

Se ha analizado numéricamente el comportamiento de la estructura a partir de las aceleraciones de base registradas durante los tests a 4dB y 7dB de amplificación del registro de Santa Cruz. Las evoluciones temporales en desplazamientos obtenidas experimental y numéricamente (figura 6.6 y 6.7) manifiestan diferencias. Comparando ambos registros por tramos (figuras 6.8 y 6.9), se aprecia una respuesta experimental más amortiguada en las zonas de menor amplitud de desplazamiento y con frecuencia más elevada. Los grandes desplazamientos (acompañados de deformación plástica en los disipadores) son, sin embargo, del mismo orden de magnitud. La diferencia entre los desplazamientos máximos en valor absoluto resulta del 8.98 % en el test a 4dB y de 3.89% en el último de los tests (tal como se observa en la tabla 6.1). Se han representado las transformadas de Fourier para los desplazamientos relativos en ambos tests. Las figuras 6.10 y 6.11 reproducen los espectros obtenidos experimental y

numéricamente. Se puede apreciar cómo ambos espectros, y en ambos tests, se aproximan en casi la totalidad de su rango, en sus frecuencias más significativas, excepto para las frecuencias cercanas a los 10.9 Hz. La respuesta numérica magnifica la respuesta en el rango próximo a la frecuencia natural de la estructura en comportamiento lineal.

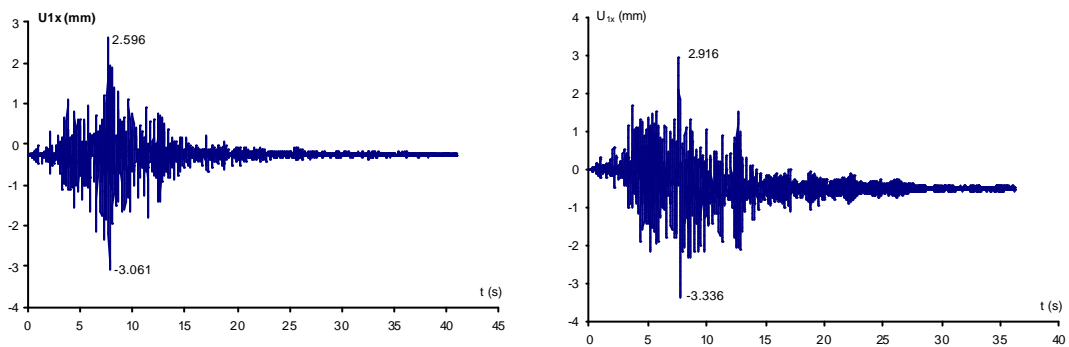


Figura 6.6 Respuestas experimental y numérica (4dB)

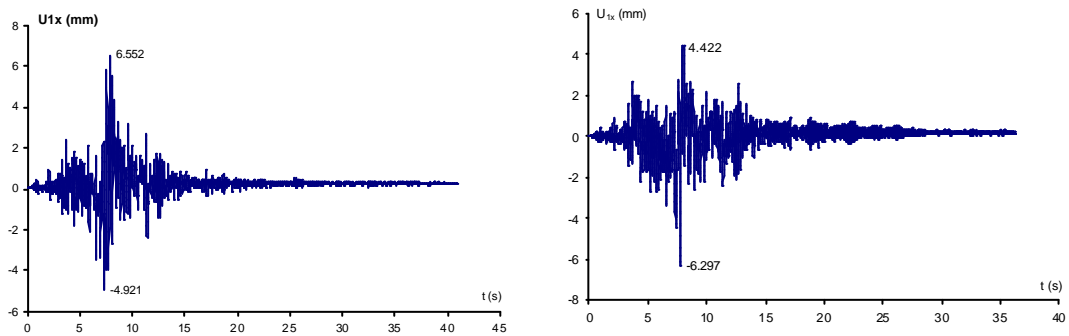


Figura 6.7 Respuestas experimental y numérica (7db)

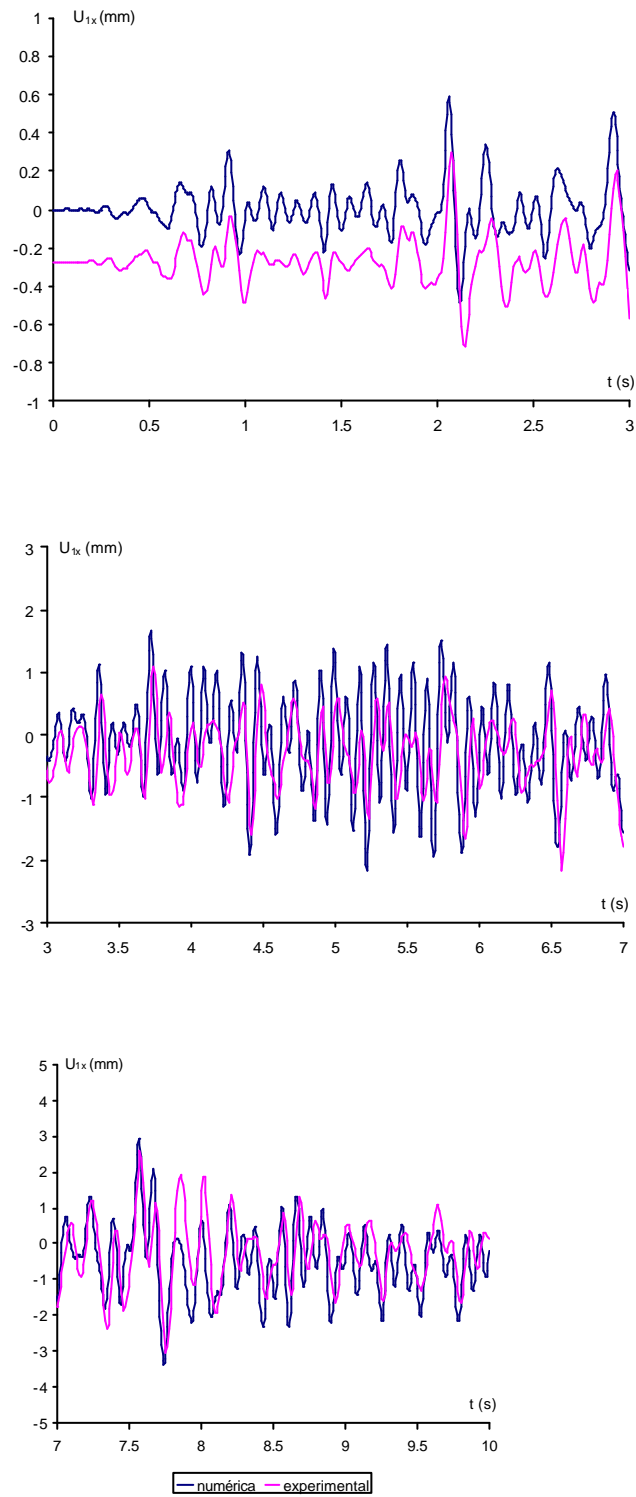


Figura 6.8 Representación comparativa numérico - experimental de desplazamiento máximo (4db)

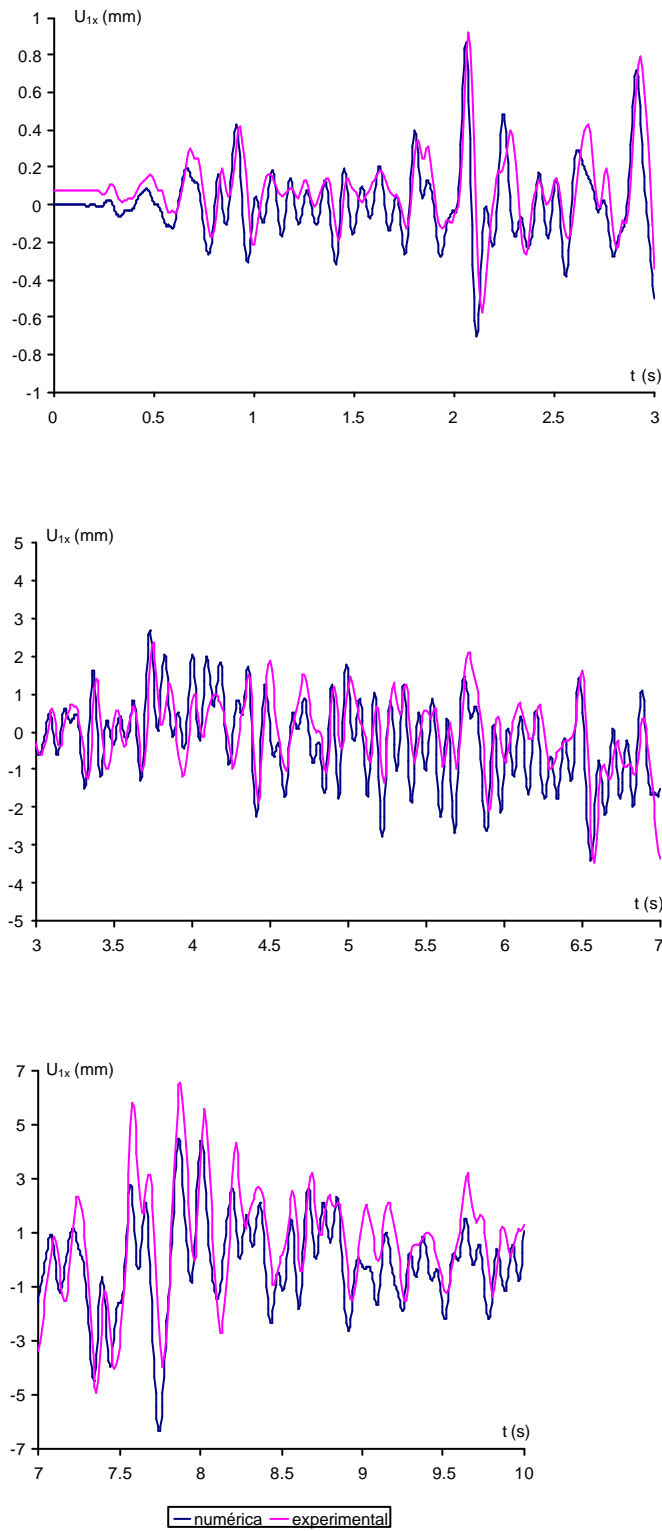
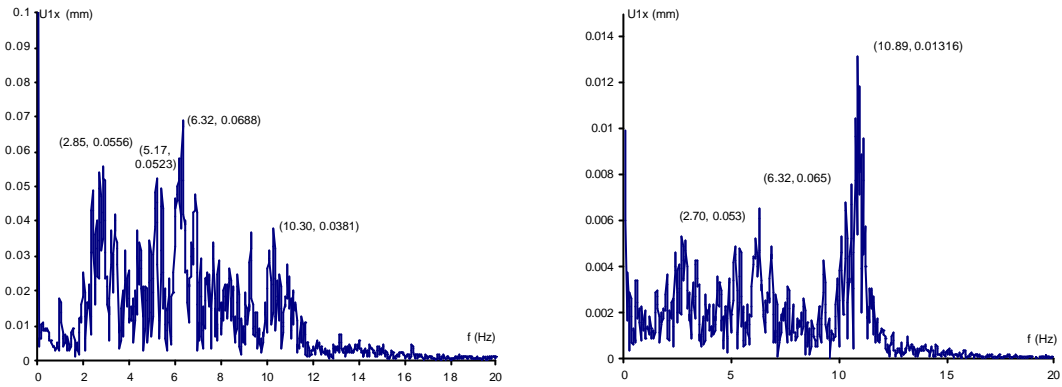
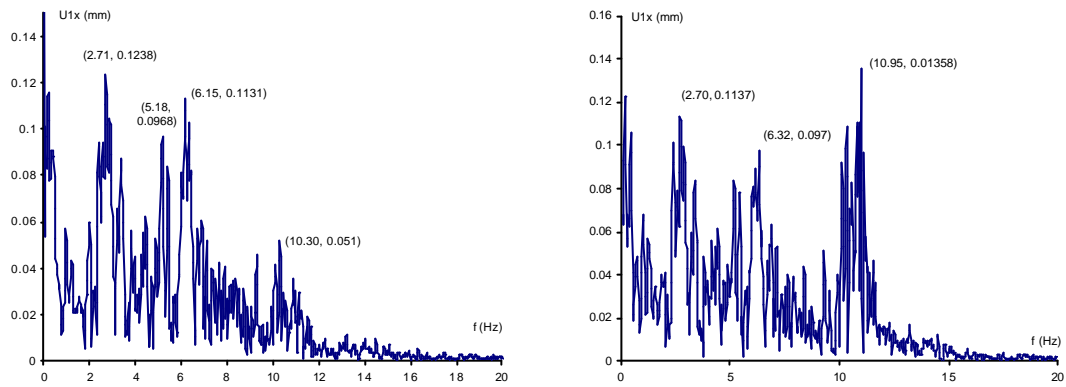


Figura 6.9 Representación comparativa numérico - experimental de desplazamiento máximo (7db)

6.11 Capítulo 6



6.10 Espectros experimental y numérico del desplazamiento relativo de la estructura (4dB)



6.11 Espectros experimental y numérico del desplazamiento relativo de la estructura (7dB)

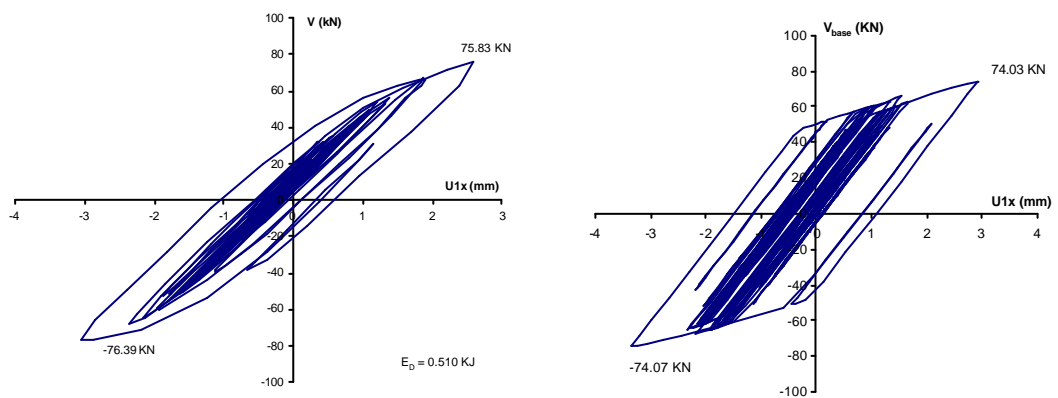


Figura 6.12 Respuestas histeréticas numérica y experimental (4dB)

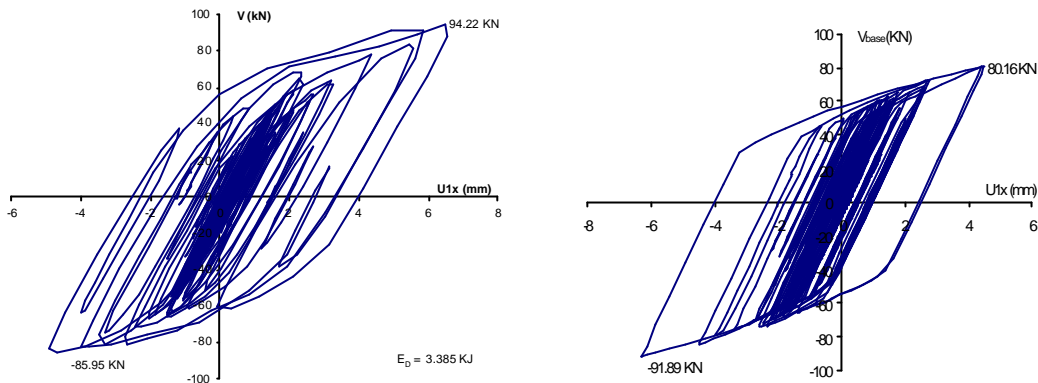


Figura 6.13 Respuestas histeréticas numérica y experimental (7dB)

El modelo de comportamiento histerético de Wilson no reproduce el efecto Bauschinger. Esta limitación resulta evidente cuando se comparan las respuestas numérica y experimental obtenidas para los ensayos con 4 y 7 dB de amplificación (figuras 6.12 y 6.13), observándose una reducción significativa de la etapa lineal de carga en los ciclos histeréticos reales en comparación con los obtenidos numéricamente. Ello comporta diferencias entre ambas respuestas:

i) Una etapa lineal, en las zonas de carga, más reducida en los ciclos reales que en los ciclos numéricos conduce a que se produzca una menor amplificación, comparando la respuesta real con la numérica, de las componentes de la excitación con frecuencias próximas a las del período fundamental en comportamiento elástico, hecho que ya ha sido constatado y comentado en el apartado 5.6.2.

ii) Un ciclo histerético real (con efecto Bauschinger) encierra una menor área (energía disipada) que un ciclo histerético que no lo tenga en cuenta (por ejemplo, el representado por el modelo de Wilson). Sin embargo, esta diferencia se reduce, con relación al total disipado, conforme aumenta la amplitud del desplazamiento y la deformación plástica pasa a ser del tipo "skeleton" (véase la figura 2.36 del estado del arte). Es decir, incluir el efecto Bauschinger en el modelo resulta más necesario cuando éste reproduce oscilaciones con ciclos histeréticos de pequeña amplitud. Las figuras 6.14 y 6.15, que comparan la energía disipada total obtenida numérica y experimentalmente en los ensayos con 4 y 7 dB de amplificación, ilustran la anterior situación. En ambos casos, la energía disipada experimental es más reducida que la numérica, y las mayores diferencias entre ambas se producen antes y después del movimiento de máxima amplitud.

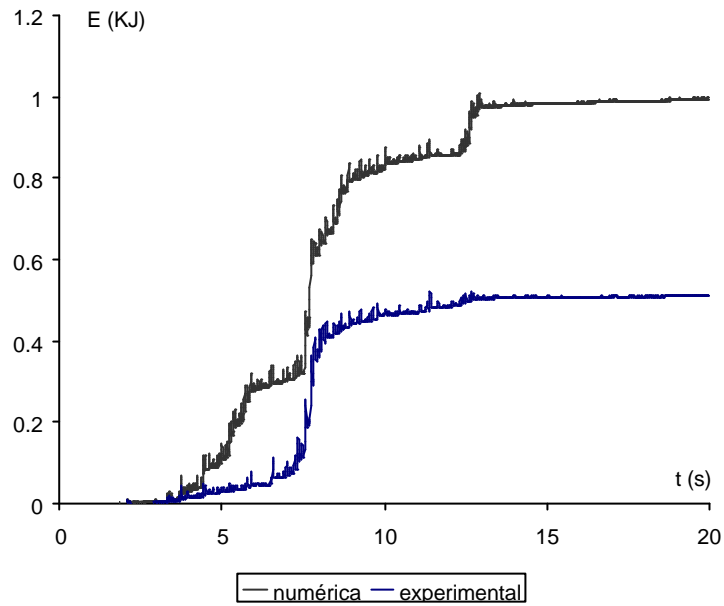


Figura 6.14 Comparación de la energía disipada acumulada total numérica y experimental (4dB)

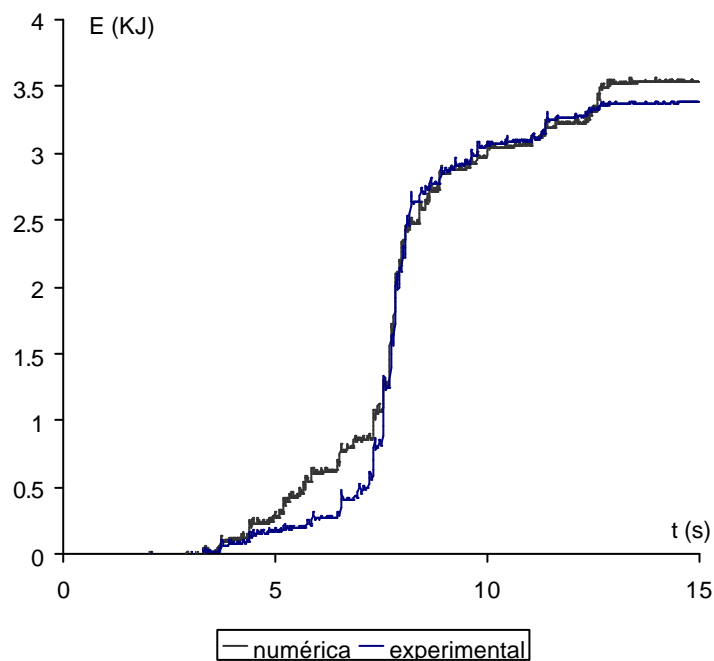


Figura 6.15 Comparación de la energía disipada acumulada total numérica y experimental

La tabla 6.1 compara los valores numéricos y experimentales correspondientes al desplazamiento máximo, la fuerza máxima y la energía total disipada, como parámetros representativos del comportamiento de la estructura ensayada, y confirman la mayor bondad del modelo ante situaciones con mayor demanda de ductilidad. Para el ensayo con 4dB de amplificación, con poca demanda de ductilidad en comparación con el último de los ensayos, si bien la fuerza y el desplazamiento máximo numéricos presentan diferencias inferiores al 10% con relación a sus valores experimentales, la diferencia entre la energía disipada experimental y numérica se aproxima al 90%. En el último ensayo, los tres parámetros representativos adoptados, incluida la energía disipada, presentan diferencias inferiores al 5% respecto a sus valores experimentales.

Tabla 6.1 Comparación numérico - experimental

		d_{max} (mm)	F_{max} (KN)	$E_{D,15s}$ (KJ)
4dB	resultado experimental R_e	3.061	76.39	0.51
	resultado numérico R_n	3.336	74.07	0.98
	$\frac{R_n - R_e}{R_e} \cdot 100$ (*)	8.98	-3.04	92
7dB	resultado experimental R_e	6.552	94.22	3.38
	resultado numérico R_n	6.297	91.89	3.53
	$\frac{R_n - R_e}{R_e} \cdot 100$	-3.89	-2.47	4.44

(*) R_n = Resultado numérico, R_e = Resultado experimental

6.3 ESTUDIO PARAMÉTRICO

6.3.1 Normalización de la ecuación del movimiento

La respuesta dinámica de una estructura de un grado de libertad con disipadores elastoplásticos (figura 6.16) ante una sollicitación de carácter sísmico se puede representar a partir de la siguiente ecuación diferencial:

$$M \ddot{u}(t) + C \dot{u}(t) + Ku(t) + R(t) = -M \ddot{u}_g(t) \tag{6.9}$$

Donde M = masa, $u(t)$ = desplazamiento relativo con respecto al suelo, u_g = desplazamiento del suelo, C = amortiguamiento estructural equivalente, K = rigidez del sistema lineal y elástico y $R(t)$ = respuesta del sistema no lineal.

Si se dividen ambos miembros de [6.9] por la masa M del sistema resulta:

$$\ddot{u} + 2\mathbf{x} w\dot{u} + w^2 u + R(t)/M = -\ddot{u}_g \quad [6.10]$$

donde

$$w^2 = K/M \quad [6.11]$$

$$\mathbf{x} = C/2Mw. \quad [6.12]$$

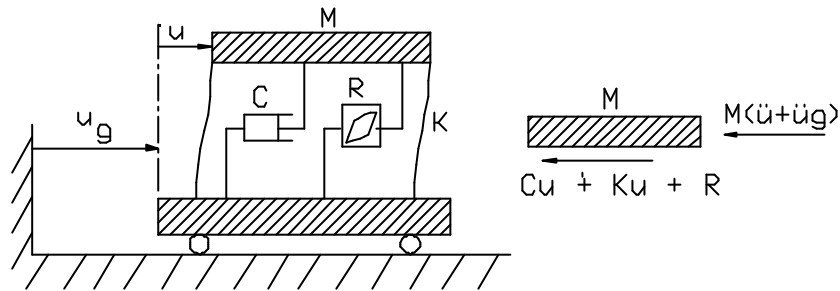


Figura 6.16 Representación de un sistema de un grado de libertad con un disipador de energía del tipo histerético

Ante la presencia de comportamiento plástico se han propuesto los siguientes parámetros (Mahin et al, 1983):

$$\mathbf{m}(t) = \frac{u(t)}{u_y} \quad [6.13]$$

$$\mathbf{r}(t) = \frac{R(t)}{R_y} \quad [6.14]$$

Donde u_y y R_y son el desplazamiento y fuerza de inicio de plastificación del sistema estructural respectivamente. El parámetro μ o ductilidad global es empleado de forma extensiva en diseño sismorresistente convencional. En la formulación que se desarrolla a continuación representa la ductilidad referida a la deformación de inicio de plastificación del disipador. Sustituyendo [6.13] en [6.10] se obtiene:

$$\mathbf{m}(t) + 2\mathbf{xw}\mathbf{m}(t) + \mathbf{w}^2\mathbf{m}(t) + \frac{R(t)}{Mu_y} = -\frac{u_g(t)}{u_y} \quad [6.15]$$

Si se fija la relación entre la rigidez de la estructura principal y la del sistema disipativo es posible introducir un nuevo parámetro en el análisis:

$$\mathbf{g} = \frac{K}{K_H} \quad [6.16]$$

Donde K_H = rigidez del sistema disipativo. Dado que $K_H = R_y/u_y$, sustituyendo en la ecuación [6.16] resulta:

$$u_y = \frac{R_y\mathbf{g}}{K} \quad [6.17]$$

y sustituyendo a su vez en [6.15] se obtiene:

$$\mathbf{m}(t) + 2\mathbf{xw}\mathbf{m}(t) + \mathbf{w}^2\mathbf{m}(t) + \frac{R(t)K}{MR_y\mathbf{g}} = -\frac{u_g(t)K}{R_y\mathbf{g}} \quad [6.18]$$

La fuerza de inicio de plastificación se normaliza adoptando un parámetro conocido (Mahín et al, 1983):

$$\mathbf{h} = \frac{R_y}{M\ddot{u}_{g,max}} \quad [6.19]$$

Donde $\ddot{u}_{g,max}$ representa la aceleración máxima del terreno, y por tanto $M\ddot{u}_{g,max}$ resulta la fuerza inercial máxima desarrollada por una estructura infinitamente rígida frente a la sollicitación sísmica. Sustituyendo en [6.18]:

$$\mathbf{m}(t) + 2\mathbf{xw}\mathbf{m}(t) + \mathbf{w}^2\mathbf{m}(t) + \frac{R(t)K}{MR_y\mathbf{g}} = -\frac{u_g(t)K}{\mathbf{h}M\ddot{u}_{g,max}\mathbf{g}} \quad [6.20]$$

Teniendo en cuenta las expresiones [6.11] y [6.14], la ecuación diferencial del movimiento para un sistema de un grado de libertad queda finalmente de la siguiente forma:

$$\mathbf{m}(t) + 2\mathbf{xw}\mathbf{m}(t) + \mathbf{w}^2\mathbf{m}(t) + \frac{\mathbf{r}(t)\mathbf{w}^2}{\mathbf{g}} = -\frac{u_g(t)\mathbf{w}^2}{\mathbf{h}g\ddot{u}_{g,max}} \quad [6.21]$$

La anterior expresión permite observar que dos sistemas de un grado de libertad sometidos a una misma sollicitación sísmica y con sistemas disipativos elastoplásticos semejantes manifiestan la misma respuesta del parámetro ductilidad

(definida con relación a la deformación de inicio de plastificación del disipador) si se mantienen iguales: i) la fracción de amortiguamiento estructural equivalente, ii) el período natural, iii) la relación entre rigideces elásticas de la estructura principal y del sistema disipativo, iv) la fracción entre la fuerza de inicio de plastificación del sistema disipativo y la fuerza inercial máxima de un sistema infinitamente rígido frente a la sollicitación efectuada.

6.3.2 Definición de los parámetros

6.3.2.1 Análisis no lineal

Basándose en la ecuación normalizada del movimiento [6.21], los parámetros normalizados son los siguientes:

$$\mathbf{m} = \frac{u}{u_y} \quad [6.23]$$

$$\Phi_I = \frac{E_I}{u_y^2 M} \quad [6.24]$$

$$\Phi_D = \frac{E_D}{u_y^2 M} \quad [6.25]$$

$$\mathbf{m}_{abs} = \frac{\ddot{u}_{abs}}{u_y} \quad [6.26]$$

$$\mathbf{w}^2 \mathbf{m} = \frac{R_L}{u_y \cdot M} \quad [6.27]$$

Donde \mathbf{m} = ductilidad o desplazamiento relativo normalizado, \mathbf{m} = velocidad relativa normalizada, \mathbf{m}_{abs} = aceleración absoluta normalizada, \mathbf{f}_I = energía normalizada introducida en el sistema, Φ_D = energía disipada por deformación plástica normalizada y $\mathbf{w}^2 \mathbf{m}$ = cortante de base en la estructura principal .

De la comparación entre [6.15] y [6.21] se deduce la siguiente igualdad:

$$u_y = \frac{hg \ddot{u}_{g,max}}{\mathbf{w}^2} \quad [6.28]$$

Si se parte de la expresión anterior, dos sistemas A y B con el mismo período fundamental ω^2 , la misma aceleración máxima del terreno $\ddot{u}_{g,max}$ y la misma relación

entre la rigidez de la estructura principal y el sistema disipativo, mantienen una relación entre sus desplazamientos de inicio de plastificación:

$$\frac{u_{y,A}}{u_{y,B}} = \frac{\mathbf{h}_A}{\mathbf{h}_B} \quad [6.29]$$

Basándose en la ecuación [6.28] dos sistemas A y B, cuyo único parámetro distintivo es γ , mantienen entre sus desplazamientos de inicio de plastificación la siguiente relación:

$$\frac{u_{y,A}}{u_{y,B}} = \frac{\mathbf{g}_A}{\mathbf{g}_B} \quad [6.30]$$

A excepción de la ductilidad, tal como se define en [6.23], resulta más conveniente establecer una comparación entre variables normalizadas a partir del mismo desplazamiento de inicio de plastificación. En los análisis donde se ha analizado la influencia del parámetro \mathbf{h} (con \mathbf{g} y \mathbf{x} constantes) se ha escogido como desplazamiento de normalización el correspondiente a $\mathbf{h}=0.1$, designándolo como $u_{y,\mathbf{h}=0.1}$. Introduciendo la expresión [6.30] en las ecuaciones [6.23], [6.24], [6.25], [6.26] y [6.27] se obtienen los siguientes parámetros:

$$\mathbf{m}(u_{y,\mathbf{h}=0.1}) = \mathbf{m}(u_{y,\mathbf{h}}) \frac{\mathbf{h}}{0.1} \quad [6.31]$$

$$\Phi_I(u_{y,\mathbf{h}=0.1}) = \Phi_I(u_{y,\mathbf{h}}) \left(\frac{\mathbf{h}}{0.1} \right)^2 \quad [6.32]$$

$$\Phi_D(u_{y,\mathbf{h}=0.1}) = \Phi_D(u_{y,\mathbf{h}}) \left(\frac{\mathbf{h}}{0.1} \right)^2 \quad [6.33]$$

$$\mathbf{m}_{abs}(u_{y,\mathbf{h}=0.1}) = \mathbf{m}_{abs}(u_{y,\mathbf{h}}) \frac{\mathbf{h}}{0.1} \quad [6.34]$$

$$\mathbf{w}^2 \mathbf{m}(u_{y,\mathbf{h}=0.1}) = \mathbf{w}^2 \mathbf{m}(u_{y,\mathbf{h}}) \frac{\mathbf{h}}{0.1} \quad [6.35]$$

En los análisis donde se ha analizado la influencia del parámetro \mathbf{g} (con \mathbf{h} y \mathbf{x} constantes) se ha escogido como desplazamiento de referencia $u_{y,\mathbf{g}=0.1}$, de forma que introduciendo la expresión [6.30] en las ecuaciones [6.23], [6.24], [6.25], [6.26] y [6.27] se obtienen los siguientes parámetros normalizados:

$$\mathbf{m}(u_{y,g=0.1}) = \mathbf{m}(u_{y,g}) \frac{\mathbf{g}}{0.1} \quad [6.36]$$

$$\Phi_I(u_{y,g=0.1}) = \Phi_I(u_{y,g}) \left(\frac{\mathbf{g}}{0.1} \right)^2 \quad [6.37]$$

$$\Phi_D(u_{y,g=0.1}) = \Phi_D(u_{y,g}) \left(\frac{\mathbf{g}}{0.1} \right)^2 \quad [6.38]$$

$$\mathbf{m}_{abs}(u_{y,g=0.1}) = \mathbf{m}_{abs}(u_{y,g}) \frac{\mathbf{g}}{0.1} \quad [6.39]$$

$$\mathbf{w}^2 \mathbf{m}(u_{y,g=0.1}) = \mathbf{w}^2 \mathbf{m}(u_{y,g}) \frac{\mathbf{g}}{0.1} \quad [6.40]$$

6.3.2.2 Análisis lineal

Resulta de interés comparar los espectros no lineales con los espectros lineales del sistema flexible y del sistema arriostrado, asignando a la respuesta estructural del sistema arriostrado al período de la estructura sin arriostrar; de esta forma se puede averiguar si el empleo del sistema disipativo conduce a una mejora de la respuesta estructural, y cuáles son los valores más apropiados para los parámetros.

La ecuación normalizada [6.15], sin su término no lineal, queda de la siguiente forma:

$$\mathbf{m}(t) + 2\mathbf{x} \mathbf{w} \mathbf{m}(t) + \mathbf{w}^2 \mathbf{m}(t) = -\frac{u_g(t)}{u_y} \quad [6.41]$$

El término \mathbf{m}_y puede ser calculado a partir de la ecuación [6.28]. En los análisis donde se ha observado la influencia del parámetro \mathbf{h} (con $\gamma=0.3$ y $\xi=0.05$ constantes) se ha escogido como desplazamiento de deformación $u_{y,h=0.1}$, de forma que introduciéndolo en la expresión [6.28] resulta:

$$u_{y,h=0.1} = \frac{0.03 \ddot{u}_{g,max}}{\mathbf{w}^2} \quad [6.42]$$

En los análisis donde se ha analizado la influencia del parámetro \mathbf{g} (con $\mathbf{h}=0.25$ y $\mathbf{x}=0.05$ constantes) se ha escogido como desplazamiento de referencia $u_{y,g=0.1}$, de forma que introduciéndolo en la expresión [6.28] resulta:

$$u_{y,g=0.1} = \frac{0.025 \ddot{u}_{g,max}}{w^2} \quad [6.43]$$

6.3.3 Método empleado para la obtención de los espectros

6.3.3.1 Espectros no lineales

Se ha modelizado una estructura formada por un solo soporte empotrado en su base y un disipador, tal como se indica en la figura 6.17. La estructura lineal se ha discretizado con elementos tipo viga, sin considerar las no linealidades geométricas, mientras que el disipador adopta el modelo de Wilson, descrito en el apartado 6.2.1. Los análisis no lineales se han realizado mediante el programa SADSAP (Wilson 1992), cuyo algoritmo de funcionamiento ha sido ya comentado en el apartado 6.2.2.1.

La entrada de datos al modelo se ha simplificado notablemente. Se ha adoptado una masa unidad y atendiendo a [6.11], se cumple que $K=w^2$. La rigidez del soporte de una ménsula, con carga puntual en su extremo, con relación al desplazamiento horizontal cumple la ecuación:

$$K = \frac{3EI}{L^3} \quad [6.44]$$

Donde E = módulo de Young, I = momento de inercia y L = altura del soporte. Fijando $L=1$ y $E=1/3$ (en unidades coherentes), a partir de [6.44] se obtiene $I=w^2$.

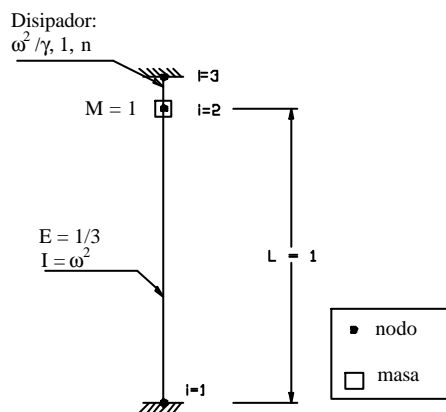


Figura 6.17 Modelo de 1 grado de libertad

En base a la ecuación normalizada del movimiento [6.21], la aceleración del terreno empleada en los análisis se debe multiplicar por un factor $w^2/(hg\ddot{u}_{g,max})$, mientras que la respuesta histerética $r(t)$ por el factor w^2/g . La forma normalizada

de la ecuación del movimiento conduce al modelo histerético de Wilson (ecuaciones [6.4] y [6.5]) en su forma normalizada, con parámetros $r_y=1$, $d_y=1$, y n , los cuales representan respectivamente la fuerza normalizada de plastificación, el desplazamiento normalizado de inicio de plastificación y el coeficiente de reducción de la rigidez.

La curva adoptada para el sistema disipativo se basa en la respuesta histerética del disipador tipo A1, fijando como valores característicos (véase tabla 4.1) los de dos disipadores en paralelo, de características: $F_y = 38.6$ KN, $d_y = 0.5375$ mm (este último estimado en un 20 % superior a su predicción teórica). El coeficiente de reducción de la rigidez n se ha obtenido a partir de un ajuste por mínimos cuadrados, entre los valores adoptados por la función [6.5] y los valores máximos (d , F) correspondientes a cada ciclo de histéresis (figura 6.18), resultando un valor $n = 0.2361$. Adoptando una relación de rigideces entre disipador y muro igual a la observada en los tests realizados en mesa vibrante ($K_H/K_M = 0.65$), los valores característicos del sistema disipativo, contemplando pared flexible, finalmente resultan: $F_y = 38.6$ KN, $d_y = 0.8781$ y $n = 0.275$.

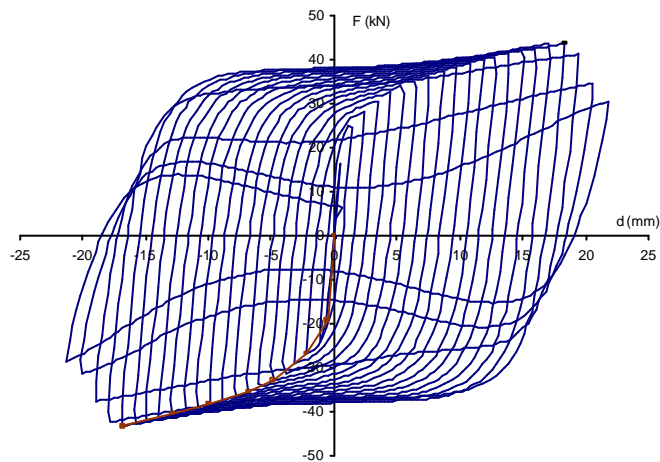


Figura 6.18 Trazado de la curva base para el modelo de Wilson a partir de la respuesta histerética del disipador A1

6.3.3.2 Espectros lineales

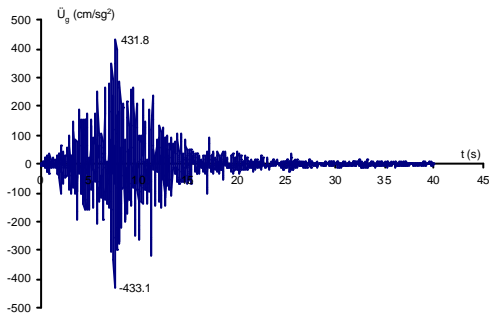
Los espectros lineales se han construido a partir de la integración numérica de la ecuación diferencial [6.41]. El desplazamiento de inicio de plastificación empleado para normalizar las variables se ha calculado a partir de la ecuación [6.42] para los espectros donde g se mantiene constante, y con la ecuación [6.43] en los espectros donde es h el parámetro constante.

6.3.4 Espectros de respuesta

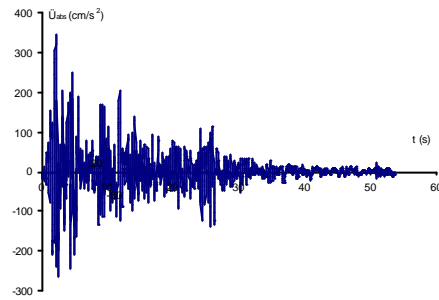
6.3.4.1 Registros utilizados para la construcción de los espectros.

Para la construcción de los espectros de respuesta inelástica se ha realizado un total de 700 análisis. Los espectros de respuesta abarcan períodos comprendidos entre 0.15 y 3.8 segundos.

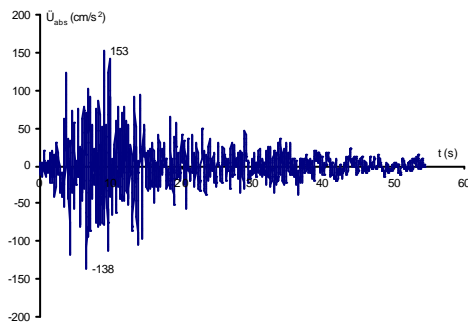
Se ha analizado la respuesta para cuatro terremotos. Tres de ellos se consideran del tipo "far-field motions": Loma Prieta - Santa Cruz, 1989 (componente N-S), Imperial Valley - El Centro, 1940 (componente N-S) y Kern County - Taft Lincoln Tunnel, 1952 (componente N21E). Estos registros (figuras 6.19a, 6.19b y 6.19c) disponen de una larga duración y excitaciones cíclicas de carácter simétrico.



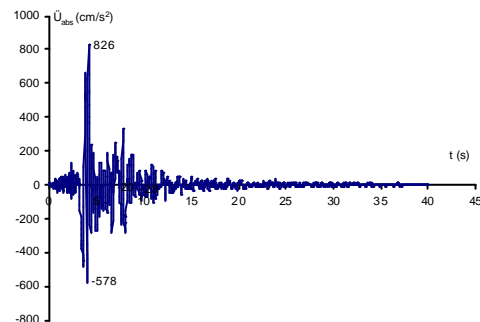
(a) Loma Prieta (1989)



(b) El Centro (1940)



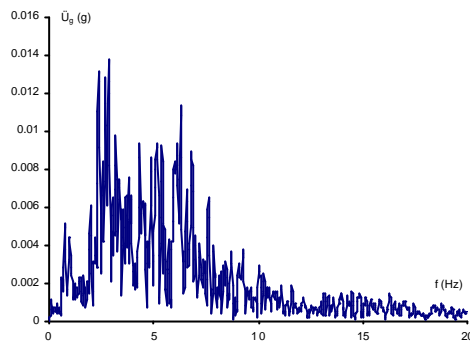
(c) Taft (1952)



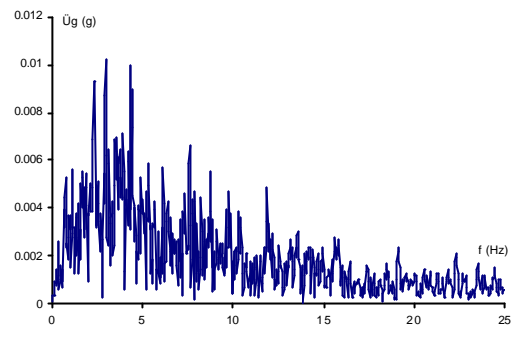
(d) Northridge (1994)

6.19 Registros empleados en el análisis paramétrico

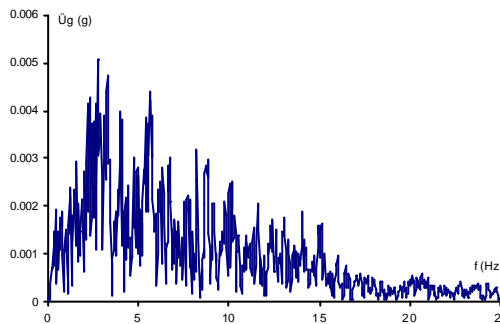
La figura 6.20 representa las transformadas de Fourier de los cuatro registros empleados. Los terremotos registrados lejos de su epicentro ("far field motions") muestran frecuencias significativas superiores a los 2 Hz. Sylmar, dada su proximidad al epicentro, ofrece aceleraciones máximas del terreno próximas a la aceleración de la gravedad y presencia de pulsos largos, con períodos superiores al segundo de duración, tal como indica su espectro de frecuencias (figura 6.20 d).



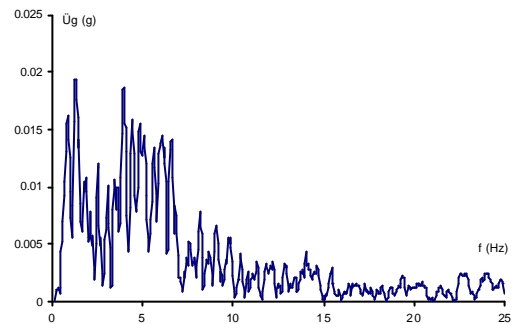
(a) Loma Prieta (1989)



(b) El Centro (1940)



(c) Taft (1952)



(d) Northridge (1994)

6.20 Espectros de los registros empleados en el análisis paramétrico

Se han realizado análisis para observar la influencia de los parámetros h y g en la respuesta del sistema, fijando uno u otro de los parámetros y manteniendo una fracción del amortiguamiento crítico del 5%. En los próximos apartados se representan espectros de respuesta promediados, correspondientes a los registros del tipo "far field motions", junto a espectros de respuesta del registro de Sylmar, como claro exponente de un "near fault motion".

6.3.4.2 Influencia del parámetro h

Tal como se ha definido anteriormente, el parámetro η representa el cociente entre la fuerza de inicio de plastificación del disipador y la fuerza inercial máxima que se produce en un sistema infinitamente rígido sometido a la aceleración máxima del terreno. En este apartado se analiza la influencia de este parámetro, contrastando espectros de respuesta (de ductilidad, desplazamiento, aceleraciones, energía introducida y disipada) obtenidos a partir de distintos valores del parámetro (0.1, 0.25 y 0.5). Se han promediado los espectros de respuesta obtenidos a partir de tres registros lejanos al epicentro ("far field motions"), ya mencionados anteriormente, y también se han representado los espectros de respuesta a partir de Sylmar, registro

obtenido en la proximidad del epicentro del terremoto de Northridge y considerado como un "near fault motion".

La figura 6.21 muestra los espectros de ductilidad promedio obtenidos con terremotos tipo "far field", mientras que la figura 6.22 indica los espectros correspondientes a Sylmar. Una inferior resistencia del disipador provoca, en ambos casos, una demanda de ductilidad más elevada.

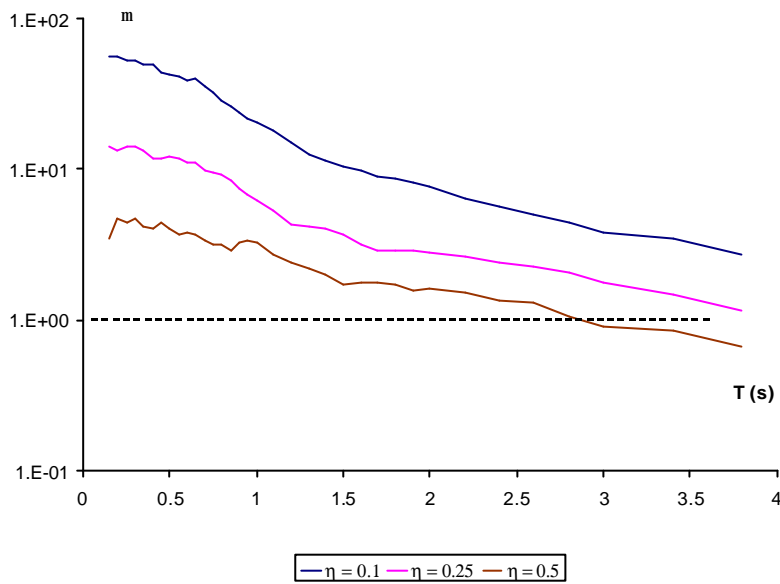


Figura 6.21 Espectro promedio de ductilidad ("far field motions")

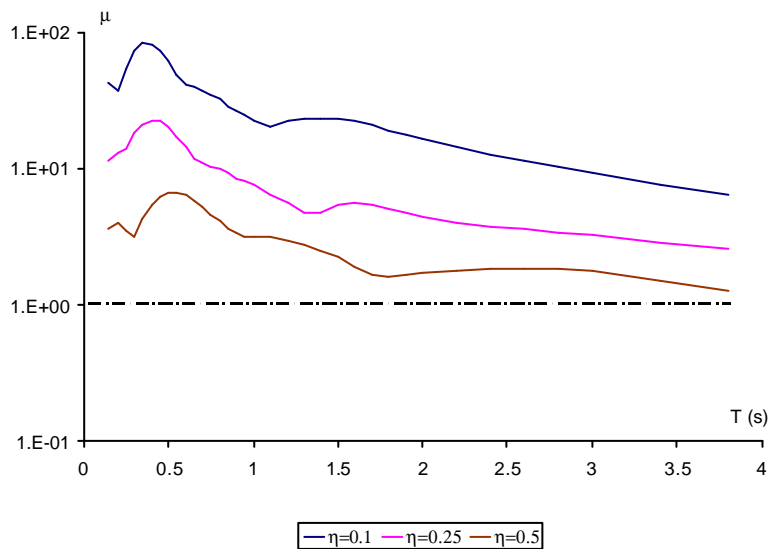


Figura 6.22 Espectro de ductilidad (Sylmar)

La figura 6.22 permite observar actitudes resonantes en la zona baja de los espectros de respuesta de ductilidad. El período de resonancia se desplaza a la derecha conforme aumenta el valor de h , desde $T = 0.4$ hasta $T = 0.55$. El mayor o menor grado de plastificación del disipador que supone un cambio en el parámetro h conduce a períodos naturales efectivos distintos durante el comportamiento no lineal y explica este desplazamiento del período de máxima amplitud.

La tabla 6.2 presenta los valores máximos y mínimos de la ductilidad recogidos en las dos anteriores representaciones, para sistemas rígidos ($T < 1$), de rigidez media ($1 < T < 2.5$) y para sistemas flexibles ($2.5 < T < 3.8$) y en función de η y del tipo de excitación. Se aprecia una mayor demanda de ductilidad ante el terremoto de Sylmar, entre 1 y 2.4 veces superior a la requerida en sistemas sometidos a FFM. Las mayores diferencias se observan para períodos cortos, donde Sylmar presenta actitudes resonantes, y también para estructuras muy flexibles. En los "far field motions", el empleo de un factor $\eta = 0.5$ para estructuras flexibles puede incluso conducir a que no se produzca demanda de ductilidad. Las mayores demandas de ductilidad se producen en estructuras rígidas ($T < 1$), donde un valor reducido del parámetro η puede suponer demandas de ductilidad excesivas para el disipador desarrollado.

Tabla 6.2 Ductilidades máxima y mínima en sistemas de rigidez elevada, media y sistemas flexibles

		$T < 1$	$1 < T < 2.5$	$2.5 < T < 3.8$
Espectros promedio (FFM)	$\eta = 0.10$	55 - 20.5	20.5 - 5	5 - 2.8
	$\eta = 0.25$	14 - 6.3	6.3 - 2.4	2.4 - 1.2
	$\eta = 0.50$	4.5 - 3.3	3.3 - 1.4	1.4 - 0.7
Sylmar (NFM)	$\eta = 0.10$	81 - 22	22 - 12	12 - 6.3
	$\eta = 0.25$	22 - 7.7	7.7 - 3.8	3.8 - 2.5
	$\eta = 0.50$	6.7 - 3.2	3.2 - 1.9	1.9 - 1.3
$\eta_{\text{NFM}}/\eta_{\text{FFM}}$	$\eta = 0.10$	1.47 - 1.07	1.07 - 2.40	2.40 - 2.28
	$\eta = 0.25$	1.57 - 1.22	0.95 - 1.36	1.36 - 1.91
	$\eta = 0.50$	1.49 - 0.95	0.95 - 1.36	1.36 - 1.91

La figura 6.23 muestra los espectros de respuesta promedio de desplazamiento normalizado para los terremotos tipo "far field". Se observa como en estructuras rígidas ($T < 1$) y para $\eta = 0.1$ los desplazamientos resultan muy elevados y próximos a los de la estructura sin rigidizar, y además van acompañados, tal como se ha comentado anteriormente, de demandas de ductilidades que el disipador desarrollado no podría soportar. Para $\eta = 0.25$ la reducción del desplazamiento con respecto a la estructura sin rigidizar está entre 45 y el 36%, mientras que para $\eta =$

0.5 se encuentra entre el 64 y el 36%, resultando los desplazamientos en este último caso muy similares a los observados en una estructura rigidizada. Para estructuras con períodos medios, es $\eta=0.25$ la que conduce a una menor respuesta en desplazamiento, con reducciones de hasta el 20% con relación a los desplazamientos manifestados por un sistema sin rigidizar. Para períodos superiores a 1.5, las respuestas manifestadas por los distintos sistemas analizados mantienen diferencias máximas inferiores al 10%, observándose, en consecuencia, influencia del parámetro η .

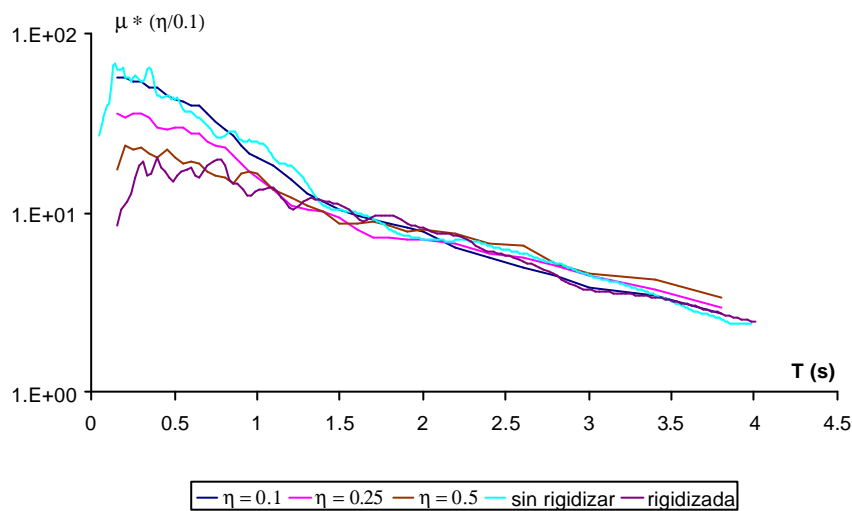


Figura 6.23 Espectro promedio de desplazamientos ("far field motions")

En la figura 6.24 se encuentran representados los desplazamientos normalizados correspondientes a Sylmar. El desplazamiento máximo para $\eta=0.1$ supone una reducción del 23% con relación al obtenido en la estructura sin rigidizar, y para valores de $\eta=0.25$ y 0.5 esta reducción se eleva al 45 y al 69% respectivamente. En la zona media del espectro de respuesta se observa una mayor dispersión en las respuestas obtenidas a partir de los distintos sistemas a la observada en los espectros de respuesta obtenidos a partir de los "far field motions". Los menores desplazamientos se manifiestan para $\eta=0.5$ y para la estructura rigidizada (del mismo orden en ambos casos) con reducciones en relación con la estructura sin rigidizar de hasta 71%. Para estructuras flexibles ($T>2.5$) los disipadores permiten reducciones con relación a la respuesta de la estructura sin rigidizar, con valores para $\eta=0.1$, 0.25 y 0.5 del 34, 47 y 45% respectivamente, siendo la respuesta de la estructura rigidizada muy similar a la obtenida para $\eta=0.25$, y siendo este valor del parámetro el que permite los menores desplazamientos con disipador. Por encima de un período fundamental de 3.5 segundos, las respuestas prácticamente confluyen. Los resultados indican que en estructuras de rigidez media y baja, las estructuras

sometidas a Sylmar requieren valores superiores de h a los precisados en los "far field motions".

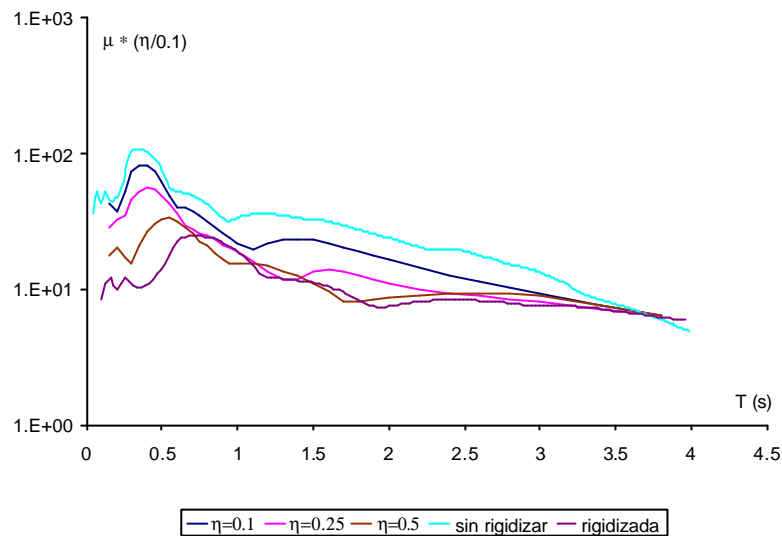


Figura 6.24 Espectro de desplazamientos ("Sylmar")

El desplazamiento de entrepiso y la ductilidad son dos variables de interés para valorar la respuesta estructural con el uso de disipadores. El cociente entre el desplazamiento relativo y la altura entre plantas se puede relacionar con el daño de elementos no estructurales, y un valor reducido de este parámetro permite su protección, además de facilitar que la estructura principal se comporte elásticamente. Por otra parte, la ductilidad requerida debe ser soportada por los disipadores propuestos, pues su fallo podría conducir al colapso de la estructura. Otra variable fundamental que permite valorar la respuesta estructural del sistema es la aceleración máxima absoluta, directamente relacionada con las fuerzas inerciales y el cortante de base en edificios de un grado de libertad. Las aceleraciones absolutas son de especial importancia en edificios como hospitales, equipados con instrumentos que pueden perder funcionalidad o dañarse ante valores excesivos de éstas. Los cortantes de base intervienen en el dimensionado de los elementos estructurales, y una reducción de su valor se traduce en menores costes económicos. Reducir de forma excesiva el desplazamiento de entre piso suele conllevar aumentos de las aceleraciones, y se requieren soluciones de compromiso, donde ambas variables adquieran valores válidos dentro del contexto anteriormente expuesto. La figura 6.25 se corresponde con el espectro promedio de aceleraciones normalizadas para "far field motions". Para estructuras muy rígidas ($T < 0.2$) existe una confluencia de las curvas para los distintos sistemas. Para $T < 1$ segundo la respuesta máxima corresponde a la estructura

rígida, y con $\eta=0.5, 0.25, 0.1$ y para el sistema no rigidizado se obtienen reducciones (para $T=1$ segundo) del 35, 51, 57.8 y 59% respectivamente. Si se observan la respuesta en aceleraciones conjuntamente a la respuesta en desplazamientos, resulta más adecuado en este tramo emplear $\eta=0.25$. Para estructuras de rigidez media, entre 1 y 2.5 segundos, la efectividad de los distintos sistemas en la reducción de la aceleración sigue el mismo orden comentado. Para $T=2.5$, la estructura rigidizada y la estructura con disipadores y $\eta=0.5$ mantienen los mismos valores de la aceleración absoluta, y las reducciones respecto a la respuesta rigidizada empleando $\eta=0.25, 0.1$ y con estructura sin rigidizar son del 34, 61 y el 78%. Para $T=3.8$, las reducciones respecto a la respuesta rigidizada empleando $\eta=0.25, 0.1$ y con estructura sin rigidizar son del 26, 51 y el 81%, ligeramente distintas al tramo anterior. Se observa que la respuesta empleando $\eta=0.5$ es un 5% superior a la respuesta elástica, pese a no existir plastificación en el dispositivo, lo cual se atribuye a errores numéricos.

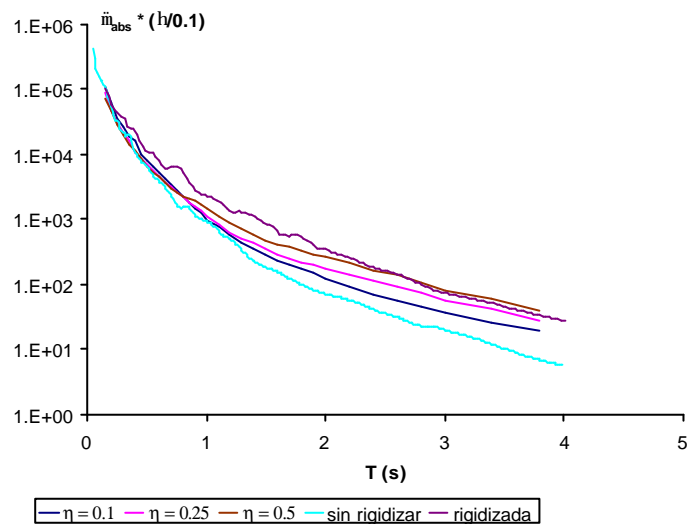


Figura 6.25 Espectro promedio de aceleraciones absolutas ("far field motions")

La figura 6.26 representa los espectros de aceleraciones absolutas normalizadas para Sylmar. Para períodos inferiores a 0.5 segundos, los sistemas sin rigidizar y con disipadores mantienen una respuesta superior a la manifestada por el sistema rigidizado, el cual desplaza la zona resonante a períodos superiores. Los sistemas con disipadores disminuyen su actitud resonante conforme aumenta el valor de η , siendo el sistema con $\eta=0.5$ el que manifiesta menor resonancia, con una reducción máxima respecto a la respuesta del sistema sin rigidizar del 62%. En el tramo de períodos entre 0.5 y 1 segundo, los sistemas con $\eta=0.25$ y 0.1 son los que mantienen menores desplazamientos, con una reducción del desplazamiento de la estructura sin rigidizar de hasta el 62%, siendo inferior la reducción máxima

conseguida con $\eta=0.5$, que se sitúa en el 15%. En zonas intermedias del espectro ($1 < T < 2.5$), los disipadores con valores de $\eta = 0.10$ y 0.25 mantienen el menor desplazamiento de entrepiso, con reducciones en relación con el sistema rigidizado entre el 50 y el 62%. Para $\eta = 0.5$ las reducciones se sitúan entre el 25 y el 30%. Para estructuras flexibles, la mejor respuesta estructural se obtiene ante valores reducidos de η , siendo la reducción de la respuesta con relación a la estructura rigidizada de hasta el 57% para $\eta = 0.1$ y del 34% para $\eta = 0.25$. La respuesta del sistema con disipadores y $\eta = 0.5$ no mejora la respuesta del sistema rigidizado, debido a la baja plastificación producida en el sistema.

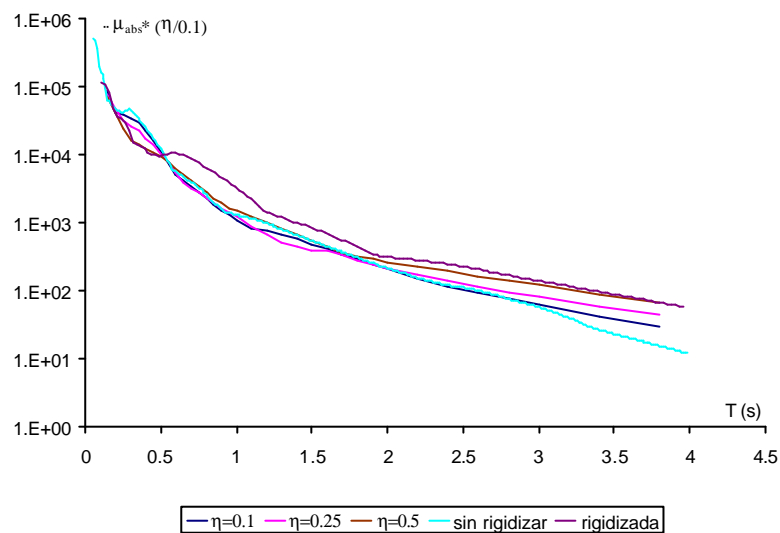


Figura 6.26 Espectro de aceleraciones absolutas ("Sylmar")

A continuación se analizan los espectros de respuesta correspondientes a los "inputs" energéticos. En el diseño y cálculo de sistemas sismorresistentes con disipadores se ha postulado (Housner 1956, Akiyama 1980, Nakashima 1996) que la energía introducida a un sistema es una cantidad que depende, fundamentalmente, del período natural de la estructura y poco de sus características resistivas. Si se observan las curvas de la figura 6.27, donde figuran los espectros promedio obtenidos de los "near fault motions", esta hipótesis resulta adecuada para estructuras de flexibilidad media y alta, ya que la variación máxima en el "input" entre sistemas con disipadores resulta como máximo del 20%. Sin embargo, en zonas del espectro correspondientes a estructuras muy rígidas ($T < 0.25$), las diferencias se acentúan de forma significativa.

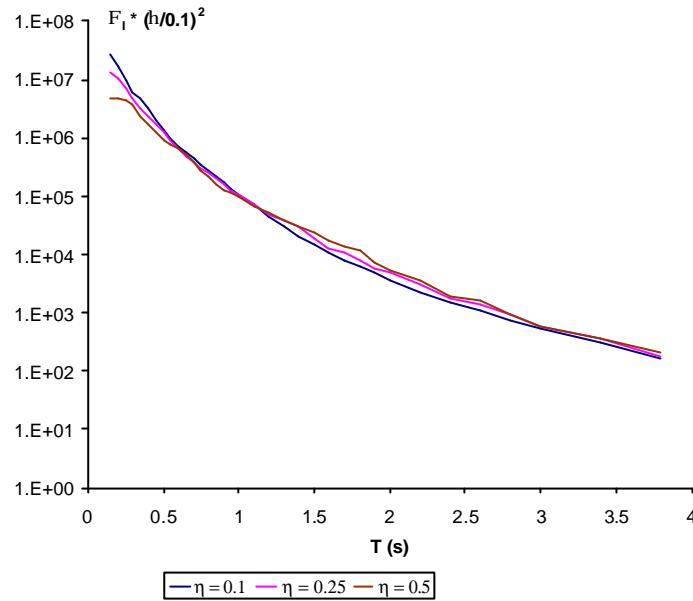


Figura 6.27 Espectros promedio de energía introducida F_I , junto a los espectros de E_H para los sistemas elásticos sin rigidizar y rigidizado ("far field motions")

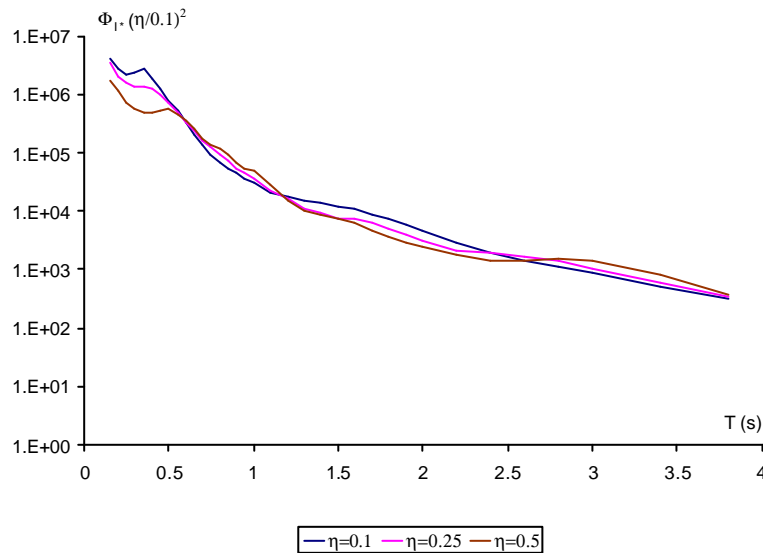


Figura 6.28 Espectros de energía introducida F_I , junto a los espectros de E_H para los sistemas elásticos sin rigidizar y rigidizado ("Sylmar")

Los espectros de energía introducida en sistemas sometidos al terremoto de Sylmar siguen las mismas pautas que los obtenidos a partir de los "near fault motions". Para estructuras rígidas (de hasta períodos de 0.5 segundos) existen importantes diferencias entre las energías introducidas a los distintos sistemas, con reducciones de hasta un 80 % respecto al valor máximo obtenido. Para períodos

intermedios y altos, la energía introducida a un sistema puede llegar a diferencias del 50 % respecto al "input" máximo, lo cual significa diferencias del doble a las observadas en los espectros medios obtenidos a partir de FFM. Probablemente la inferior variabilidad de los últimos se debe a que se trata de valores promedio, aunque sería necesario establecer espectros promedio para terremotos tipo "near fault" para confirmar si se producen reducciones de la variabilidad similares para este tipo de movimientos.

En los siguientes gráficos, 6.29 y 6.30, se comparan las energías disipadas en los "near fault motions" y en Sylmar con E_H , la cual ya había sido definida en el apartado 5.6.4 a partir de la expresión [5.5], para observar si este parámetro resulta adecuado para predecir la deformación plástica de los disipadores (desestimando la energía de deformación elástica). En ambas gráficas E_H ha sido obtenida para la estructura sin rigidizar y rigidizada, y se aprecia que la predicción es más adecuada si se emplea la envolvente (valor máximo) de ambas curvas.

Si se analiza individualmente los espectros promedio de las energías disipadas para los "far field motions" (figura 6.29), se aprecia que, para estructuras muy rígidas (con períodos inferiores a 0.25 segundos) el valor de E_H puede representar un 25% de la energía máxima introducida en la estructura con disipadores. Para períodos intermedios, su valor se puede situar entre un 25 y un 50 % de E_D . Para estructuras flexibles, mejora notablemente la bondad del parámetro, situándose entre el 65 y el 80% de la energía disipada.

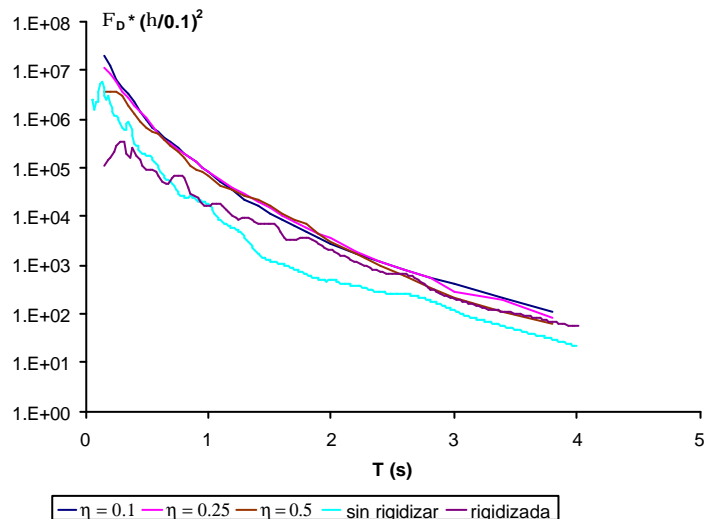


Figura 6.29 Espectros promedio de energía disipada F_D , junto a los espectros de E_H para los sistemas elásticos sin rigidizar y rigidizado ("far field motions")

La envolvente de los espectros de respuesta de E_H a partir de Sylmar (figura 6.30) ofrece buenos resultados en la predicción de la energía disipada en casi todo el rango analizado, a excepción de las zonas más baja del espectro ($T < 0.2$) y en un pequeño intervalo de su zona más alta ($2.7 < T < 3$). En esta última zona, E_H puede llegar a ser un 50% inferior a la energía disipada máxima, que se consigue para $\eta = 0.5$.

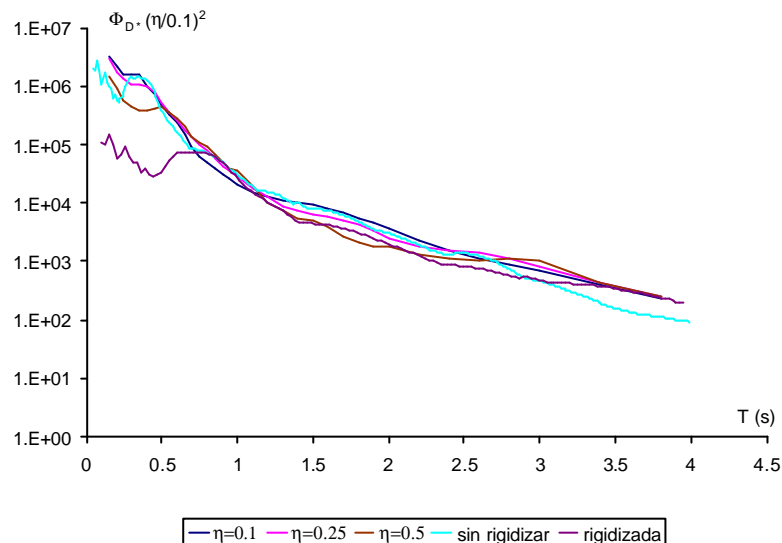


Figura 6.30 Espectros de energía disipada F_D , junto a los espectros de E_H para los sistemas elásticos sin rigidizar y rigidizado ("Sylmar")

6.3.4.3 Influencia del parámetro γ

El parámetro γ representa el cociente entre la rigidez de sistema flexible (formado por los pórticos de flexión) y del sistema rígido (formado por los muros y disipadores) en comportamiento elástico. Tal como se comentaron en el estado del arte (apartado 2.4.2) diversas investigaciones con modelos histeréticos bilineales concluyen que los valores reducidos del parámetro son más apropiados, ya que concentran el daño en el sistema rígido. En este apartado se analiza la influencia de este parámetro en la respuesta estructural, a partir de un modelo histerético con "hardening". En todos los análisis se ha supuesto $\eta = 0.25$ y $\xi = 0.05$.

Un menor valor de γ supone una mayor demanda de ductilidad, tanto si se analiza la respuesta ante movimientos tipo "far field" (figura 6.31) como "near fault" (figura 6.32). Si se analizan los tres espectros promedio de la figura 6.31, se puede constatar que para $\gamma = 0.1$ y para estructuras rígidas que la ductilidad se mueve entre 14 y 33, siendo el último resultado excesivo para los disipadores propuestos. Para $\gamma = 0.25$ y 0.5 se reduce la demanda de ductilidad del sistema entre el 60 y 70% con relación a la observada para $\gamma = 0.1$. A medida que aumenta el período, la demanda de

ductilidad decrece progresivamente. Para $T=2.5$, las demandas para los tres valores del parámetro γ (0.1, 0.25 y 0.5) son de 3.45, 2.25 y 1.48, lo cual supone una reducción de los dos últimos valores en relación con el primero del 34 y 57%. Para estructuras muy flexibles y $\gamma = 0.1$ se mantiene niveles de ductilidad relativamente uniformes, mientras que para valores de γ superiores (0.25 y 0.5) los disipadores se acercan a un comportamiento elástico, con pérdida de su función disipativa.

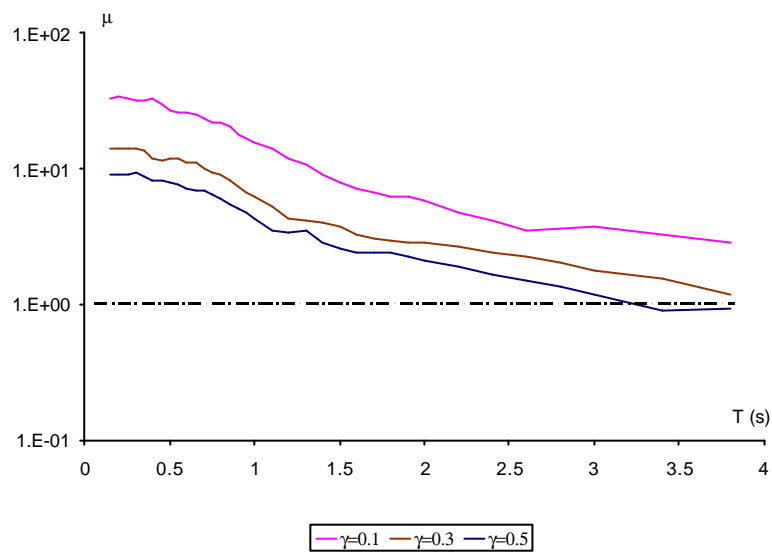


Figura 6.31 Espectro promedio de ductilidad ("far field motions")

Los espectros de ductilidad obtenidos con Sylmar manifiestan una conducta resonante entorno a 0.4 Hz, la cual conlleva demandas de ductilidad más elevadas que las producidas en los sistemas sometidos a FFM. Para $\gamma=0.1$ resulta una demanda de máxima de ductilidad de 52, totalmente inviable con el disipador propuesto; para $\gamma=0.3$ y 0.5 se obtienen reducciones respecto a la anterior del 57 y 71%, parecidas a las observadas en los espectros de respuesta a partir de "far field motions". Las reducciones anteriores, a diferencia de lo que ocurre en los espectros obtenidos a partir de FFF, se mantienen para períodos intermedios. Para estructuras flexibles, las demandas de ductilidad se reducen de forma considerable, manteniéndose sin embargo superiores a las observadas a partir de los FFM, con plastificación para los tres valores del parámetro γ analizados.

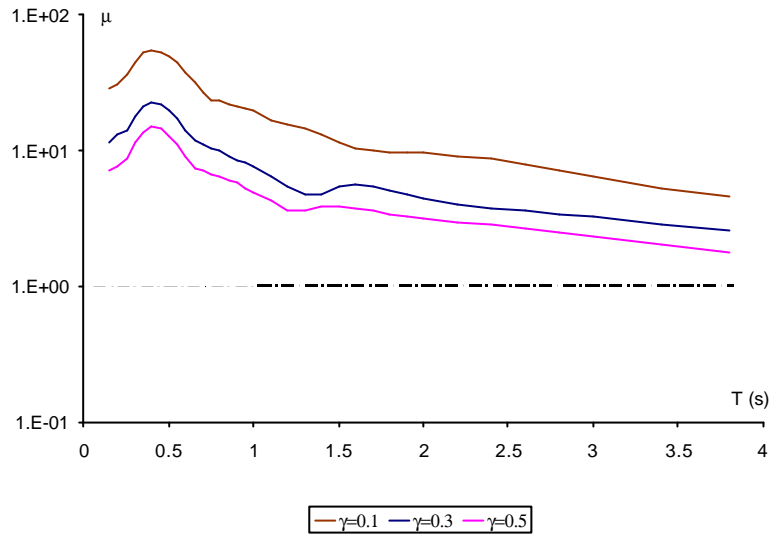


Figura 6.32 Espectro de ductilidad ("Sylmar")

La figura 6.33 muestra los espectros de desplazamiento normalizado de entrepiso. La curva con una menor respuesta estructural se obtiene a partir de $\gamma=0.1$, con reducciones con relación al desplazamiento para $\gamma=0.5$ (parámetro que manifiesta el espectro de respuesta con mayores desplazamientos) que van desde el 6 % hasta el 40 % aproximadamente, sin observarse correlación del valor de la reducción y el período fundamental.

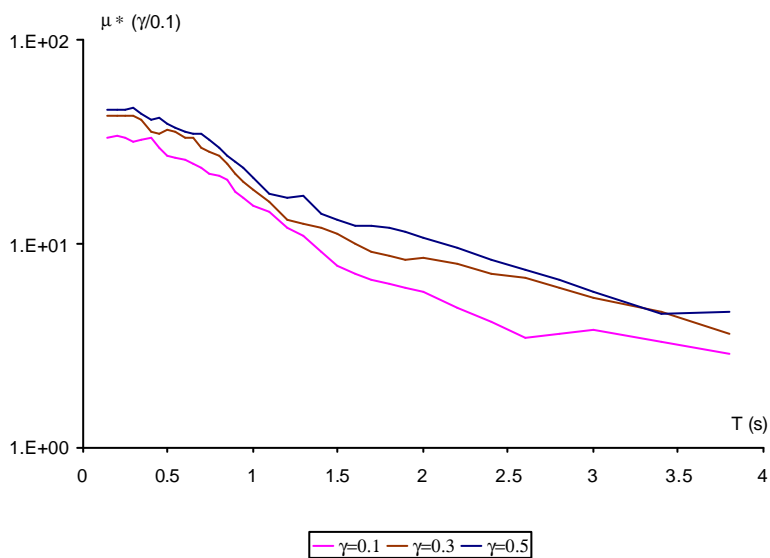


Figura 6.33 Espectro promedio de desplazamientos ("far field motions")

La figura 6.34 muestra los espectros de desplazamiento de entrepiso normalizados para Sylmar. La mejor respuesta se observa también para $\gamma=0.1$. En la campana de resonancia ($T=0.4$ segundos) la reducción para $\gamma=0.3$ y $\gamma=0.1$ respecto $\gamma=0.5$ es del 9.3 y del 27%. Como otros valores de comparación representativos, para $T= 2$ segundos, la reducción es del 14 y del 38 %, y para $T=3.8$ del 13 y 47 % respectivamente.

Las figuras 6.35 y 6.36 indican los espectros de aceleraciones absolutas para los "far field motions" y para Sylmar, y ambos permiten apreciar que el valor del parámetro γ incide poco en las aceleraciones absolutas, pudiéndose acotar la diferencia máxima por debajo del 15%.

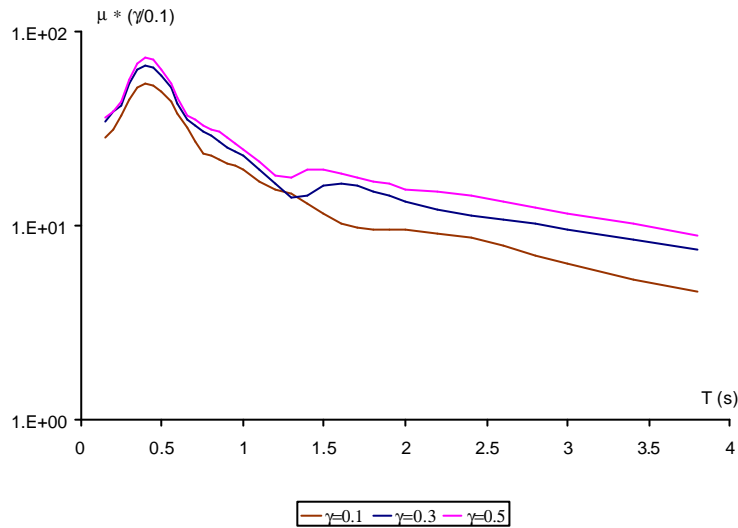


Figura 6.34 Espectro de desplazamientos ("Sylmar")

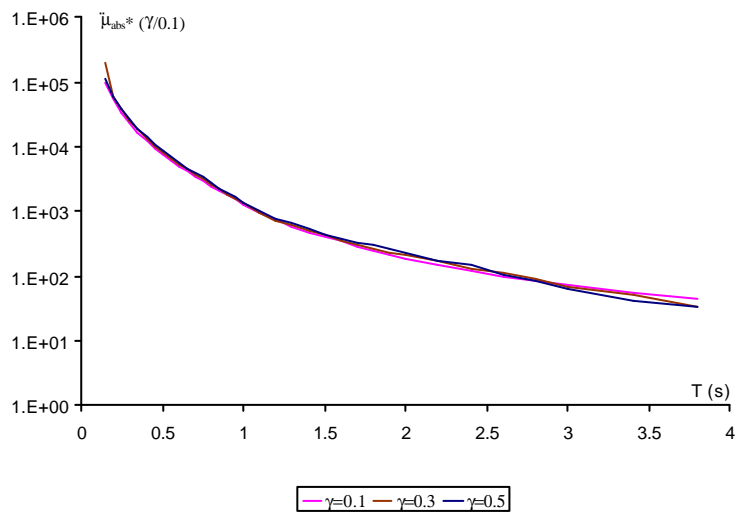


Figura 6.35 Espectro promedio de aceleraciones absolutas ("far field motions")

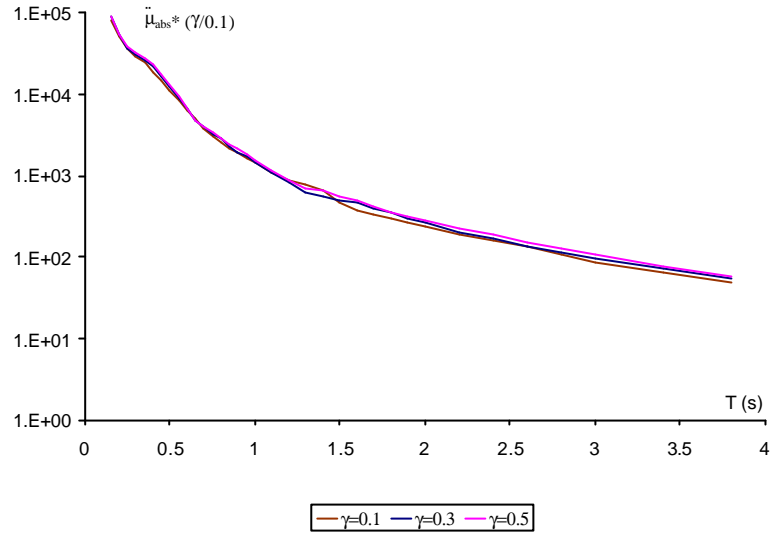


Figura 6.36 Espectro de aceleraciones absolutas ("Sylmar")

Los espectros correspondientes al "input" energético en sistemas sometidos a "FFM" y Sylmar (figuras 6.37 y 6.38) permiten observar reducciones respecto al "input" máximo que van del 10% al 50 %, constatándose la influencia del parámetro γ en la variable representada.

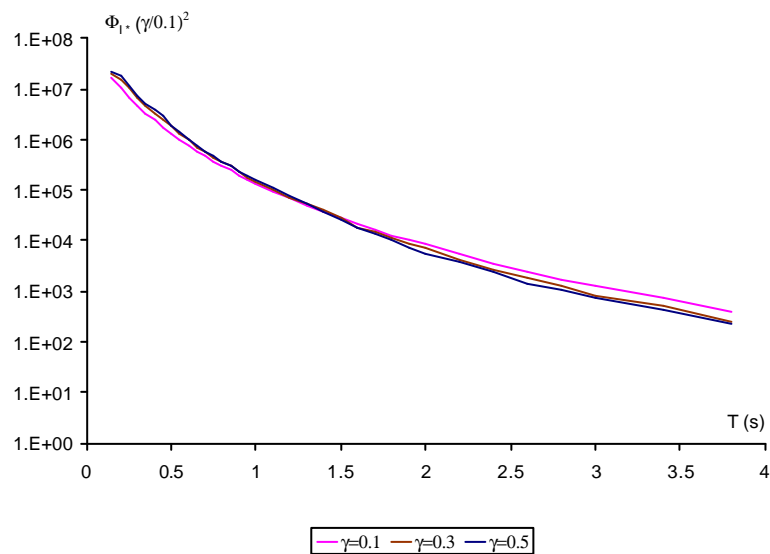


Figura 6.37 Espectro promedio de energía introducida ("far field motions")

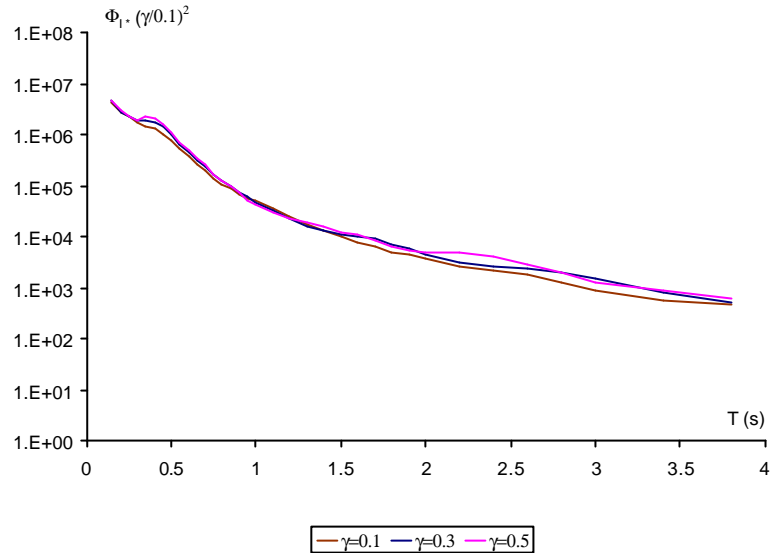


Figura 6.38 Espectro de energía introducida ("Sylmar")

Las figuras 6.39 y 6.40 enfrentan los espectros de energía introducida y disipada para $\gamma=0.1$ y 0.5 respectivamente. Para $\gamma=0.1$, y para valores del período de 0.5, 2 y 3.8 segundos, la energía disipada es respectivamente un 90, 87 y un 78% de la energía introducida al sistema. Para $\gamma=0.5$ y para los mismos períodos, la energía disipada resulta, respectivamente, un 72, 50 y un 56% de la energía introducida. Se observa, en consecuencia, que los sistemas con γ reducidos disipan un porcentaje mayor de la energía introducida al sistema que los que disponen de γ más elevados. Si se tiene en cuenta que el valor del "input" energético no depende significativamente del valor de γ , resulta lógico esperar (y así se ha observado, tal como ponen de manifiesto comentarios anteriores) que para valores reducidos de γ la respuesta en desplazamiento sea inferior que la correspondiente a valores elevados, puesto que la diferencia entre la energía introducida y disipada se dirige a deformación elástica y energía cinética.

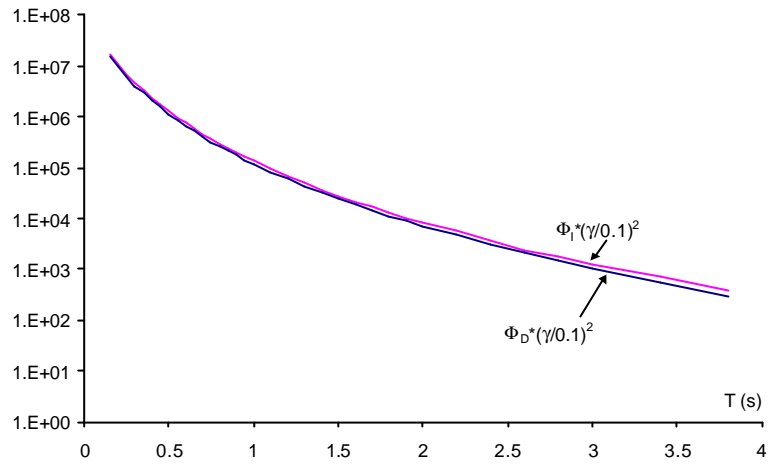


Figura 6.39 Espectros de energías introducida y disipada ($\gamma=0.1$)

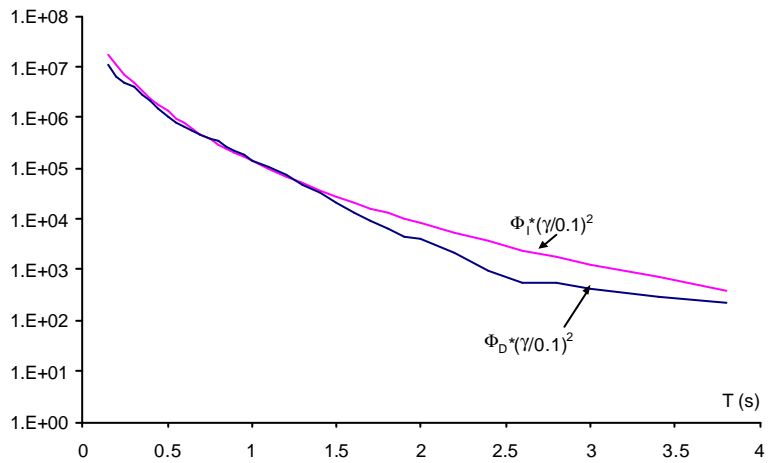


Figura 6.40 Espectros de energías introducida y disipada ($\gamma=0.5$)