

松潘强震记录的谱分析

何韞如 邵世勤等 编著

98061

地震出版社

松潘强震记录的谱分析

何韞如、邵世勤等编著

松潘强震记录的谱分析

何祖如、邵世勤等编著

*

地质出版社出版

北京三里河路64号

北京印刷二厂印刷

新华书店北京发行所发行

全国各地新华书店经售

*

787×1092 1/16 10 印张 320 千字

1979年12月第一版

1979年12月第一次印刷

统一书号: 13180·68 定价: 1.10 元

前 言

1976年8月16日、23日,在我国四川省的松潘—平武地区发生了两次7.2级的强震。震前,国家地震局兰州地震研究所(原兰州地震大队)根据预报意见,组织了流动观测组在文县地表土上及时地架设了强震仪,因此,在强震发生时获得了一些难以得到的强震、中强震记录。其中,8月16日7.2级地震的强震记录的震中距为65公里,是我国至今所获取的距震中最近的一次7级以上强震主震记录。

松潘地震的强震资料是十分可贵的,它为今后的抗震研究和设计工作提供了必要的科学依据。为了充分发挥它应有的作用,作为强震观测的继续和深入,本书选择了文县强震台在松潘5次较强地震(包括主震)中的强震记录,进行了处理和分析:首先列出5次地震的15条记录的原始数字化结果;在零线修正之后,分析计算了反应谱和富里哀(Fourier)谱,给出了各种计算谱值;在此基础上,绘出加速度反应谱和富里哀振幅谱曲线;最后,根据计算结果,书中还讨论了文县地区的地震地面运动特征,并与宏观震害进行了对比。

松潘地震文县强震记录的分析处理工作是由国家地震局兰州地震研究所承担完成的。由何韞如同志执笔,由邵世勤同志编制计算程序。此外,参加该项工作的还有段汝文、刘快胜、夏根宏、林金瑛、董威光、司明海、李兰同志。书中图件均由该所绘图组赵玉珍、冯爱敏、艾志莲三同志清绘。在本书的编写过程中,曾得到国家地震局徐宗和同志及兰州地震研究所郭增建、林学文、张振中、赵永贵、郑恒利等同志的大力协助,在此谨致谢意。

由于我们水平有限,缺点和错误在所难免,恳切希望批评指正。

目 录

文县强震观测概况	(1)
反应谱	(3)
富里哀谱	(8)
文县地震地面运动特性的讨论	(12)
源程序框图及源程序	(15)
加速度原始记录的数字化结果	(21)
反应谱值	(115)
加速度反应谱曲线	(147)
富里哀振幅谱曲线	(149)

文县强震观测概况

文县强震台建于1976年7月底, 8月上旬正式开始观测, 8月16日获得了7.2级地震的主震记录。台站使用的仪器为RDZ1-12-66型强震加速度仪。这是一种我国自行设计的电流计式光记录的自动触发多道地震仪, 其主要技术指标列于表1。

在松潘地震期间, 文县强震台工作状况基本良好。除8月23日7.2级地震时因记录纸被扯断、未记录完全外, 其他较大地震均记录完好, 共获得了11次地震的33条记录。我们所选择的5次地震 ($M_s \geq 5$ 级) 的有关地震参数列于表2, 震中位置见图1。

表1

拾振器自振频率 (赫芝)	4.0—4.5
拾振器阻尼常数	10—12
拾振器机电耦合系数 (伏·秒/米)	≥ 57
电流计自振频率 (赫芝)	120
电流计阻尼常数	0.7
线性频段 (赫芝)	0.5—35
量程 (伽)	1—1000
电源 (伏)	直流24

表2

序 号	震 级	发 震 时 间	震 中 位 置	震 源 深 度 (公里)	震 中 距 (公里)
1	7.2	1976. 8. 16 22h 06m 46s	N 32°42' E 104°06'	15	65
2	5.8	1976. 8. 19 20h 49m 43s	N 32°51' E 104°03'	10	62
3	6.7	1976. 8. 22 05h 49m 50s	N 32°36' E 104°08'	10	70
4	7.2	1976. 8. 23 11h 30m 04s	N 32°30' E 104°08'	22	79
5	5.3	1976. 9. 1 09h 06m 51s	N 32°29' E 104°05'	22	79

台址所在的甘川交界地区地质构造十分复杂, 为一多组地质构造的复合地段。文县地处我国南北地震带中段, 它与南部的松潘和北部的武都、天水等地连成一线, 在地震震中分布图上构成了一个十分醒目的北北东向地震带, 地震活动非常活跃, 具有频度高、强度大的特点。自六十年代初期至七十年代后期, 该带上的地震活动主要集中在其西南端的松潘、南坪一带。在设计文县台水平拾振器观测方向时, 参照这一活动特征和未来可能发生地震的地点, 确定在北30°东和南60°东这两个方向进行观测。

强震台架设在白水江左岸的一个二级阶地上。其南侧为白水江和文县山间小盆地, 其北侧傍山, 并有基岩出露。台址的覆盖层较薄, 地表主要成分为分选性很差的砂质土夹板岩碎块, 碎块大小由数厘米至数十厘米不等, 下伏地层为中泥盆纪的砂质板岩, 地层产状较陡。

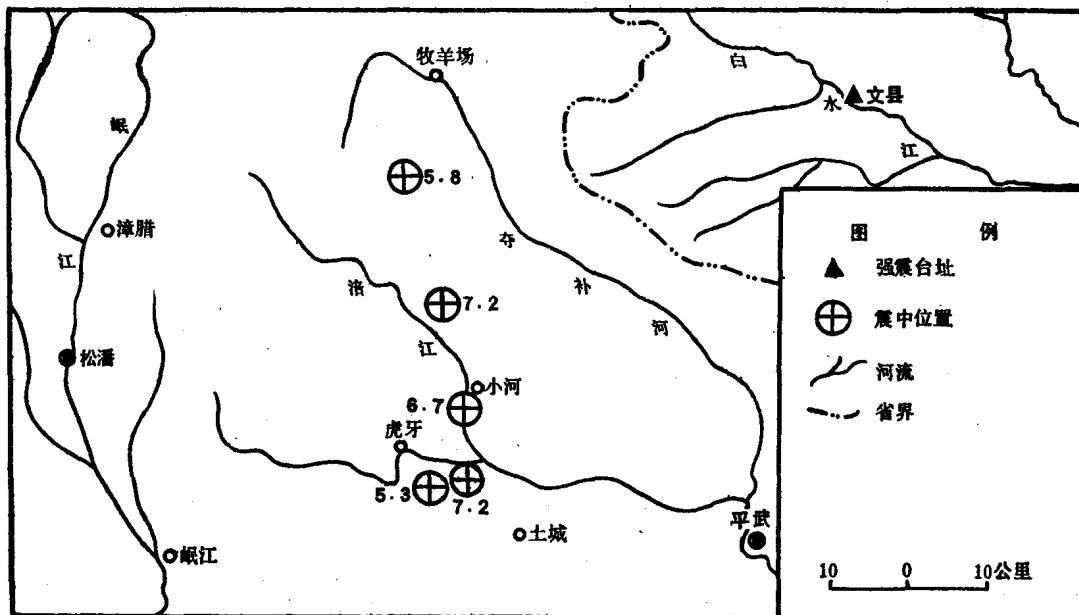


图1 震中位置分布图

为了进一步查明文县强震台的深部结构，我们在距该台偏西方向约9米处布设了钻孔（钻孔高出白水江水面12米）。钻探结果表明：台址下0—4.5米为回填土及夹板岩碎块的坡积土；4.5—21.73米为没有胶结的砾石层；21.73米处为板岩风化壳，估计风化层厚1米左右，于22.73米附近可见基岩。

反 应 谱

一、反应谱及其计算

弹性结构体系地震反应的分析，多采用反应谱理论。所谓反应谱，就是单自由度振动体系在地震作用下的最大反应值与体系动力特性（自振周期、阻尼比）之间的函数关系。反应谱是通过计算具有不同自振周期和阻尼比的体系对地震的反应而得到的。

当一个刚度为 K ，阻尼系数为 μ 及质量为 M 的单自由度振动体系（以下简称体系）在其参考系上受到地震加速度 $x(t)$ 作用时，将产生相对参考系的位移反应 $u(t)$ 、速度反应 $\dot{u}(t)$ 、加速度反应 $\ddot{u}(t)$ 。体系的运动方程式为

$$\ddot{u}(t) + 2Z\omega\dot{u}(t) + \omega^2 u(t) = -\ddot{x}(t) \quad (1)$$

式中： $\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} = \frac{2\pi}{T}$ ，为体系的自振圆频率； T 为体系的自振周期； $Z = \frac{\mu}{2\sqrt{MK}}$ ，为体系的阻尼比。若把阻尼比 Z 看作参数，令

$$U(T, Z) = |u(t)|_{\max}, \quad (2)$$

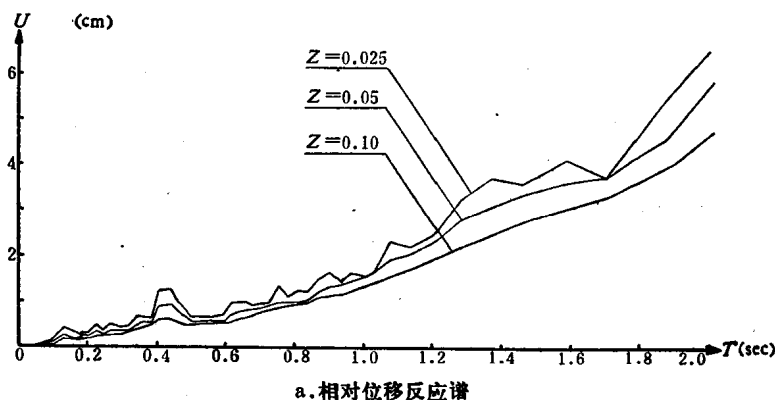
$$V(T, Z) = |\dot{u}(t)|_{\max}, \quad (3)$$

$$\beta(T, Z) = \frac{|\ddot{u}(t) + \ddot{x}(t)|_{\max}}{|\ddot{x}(t)|_{\max}}, \quad (4)$$

并把这三个函数对无阻尼自振周期 T 绘成曲线，即得到三组由参数 Z 决定的曲线族，分别称它们为“相对位移反应谱”、“相对速度反应谱”和“加速度反应谱”，总称“地震反应谱”。

图 2 给出了松潘地震的反应谱曲线，每种谱分别绘了三条不同 Z 值（0.025、0.05、0.1）的曲线。由图可见，松潘的谱曲线具有如下典型性质：

1. 加速度反应谱的谱值在短周期部分跳动比较大，随着周期变大，谱值逐渐减小，并趋近于零；
2. 速度反应谱随周期的变化是多峰点波动的；



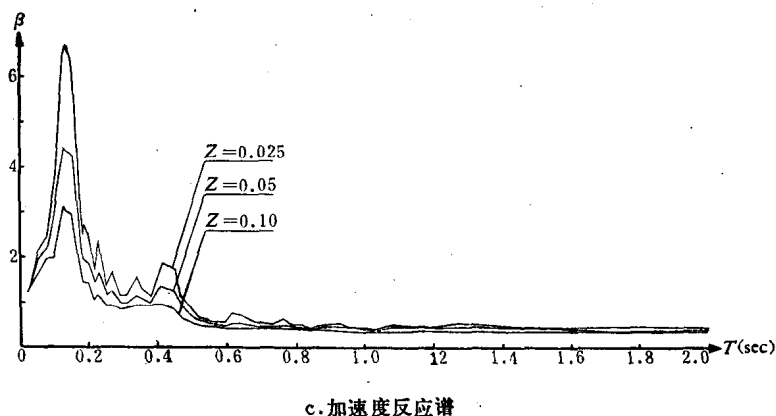
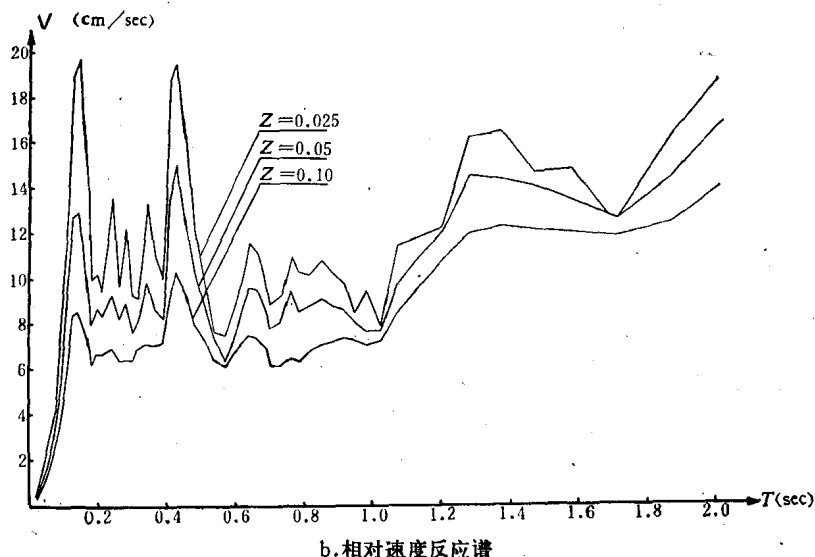


图2 8月16日7.2级地震南60°东分量的地震反应谱

3. 位移反应谱曲线的形状与加速度反应谱曲线相反, 其谱值有随周期增大而增大的趋势;

4. 阻尼对地震反应谱有着重要的影响, 阻尼比增加可以使谱值减小, 并可削平谱曲线上的一些峰点, 使之成为一条较为平坦的曲线。

目前, 计算反应谱的方法很多, 有褶积算法、富里哀变换法 (即复频响应函数法)、龙盖库达法、中点加速度法及线性加速度法等。我们在计算文县强震记录的反应谱时, 采用的是线性加速度法, 其优点是计算速度快且适于编制计算程序。线性加速度法的实质是, 假定地震加速度和体系的反应加速度在给定的积分步长内是按线性规律变化的。若我们已经算出 t 时刻的相对加速度 $\ddot{u}_i$ 、相对速度 $\dot{u}_i$ 及相对位移 u_i , 即可由幂级数展式求得 $t + \Delta t$ 时刻的 $\ddot{u}_{i+1}$ 、 $\dot{u}_{i+1}$ 及 u_{i+1} 。由于假定了在 Δt 积分步长内体系的相对加速度是按线性变化的, 即位移的三次导数

$$\ddot{\ddot{u}}_i = \frac{\ddot{u}_{i+1} - \ddot{u}_i}{\Delta t} \quad (5)$$

为常数, 那么, 三次以上的导数显然等于零。于是幂级数展式为

$$u_{i+1} = u_i + \dot{u}_i (\Delta t) + \ddot{u}_i \frac{(\Delta t)^2}{2} + \ddot{\ddot{u}}_{i+1} \frac{(\Delta t)^2}{6} \quad (6)$$

$$\dot{u}_{i+1} = \dot{u}_i + \ddot{u}_i \frac{(\Delta t)}{2} + \ddot{\ddot{u}}_{i+1} \frac{(\Delta t)}{2}. \quad (7)$$

将 (6)、(7) 式代入方程 (1) 中, 经整理得

$$\ddot{u}_{i+1} = \frac{-1}{F_i} (x_{i+1} + 2Z\omega A_i + \omega^2 B_i), \quad (8)$$

$$\dot{u}_{i+1} = A_i + \ddot{u}_{i+1} \frac{(\Delta t)}{2}, \quad (9)$$

$$u_{i+1} = B_i + \ddot{u}_{i+1} \frac{(\Delta t)^2}{6}. \quad (10)$$

$$\text{式中: } F_i = 1 + 2Z\omega \frac{(\Delta t)}{2} + \omega^2 \frac{(\Delta t)^2}{6},$$

$$A_i = \dot{u}_i + \ddot{u}_i \frac{(\Delta t)}{2},$$

$$B_i = A_i + \dot{u}_i (\Delta t) + \ddot{u}_i \frac{(\Delta t)^2}{3}.$$

重复使用 (8)、(9)、(10) 式, 即可计算出各个时刻的地震反应。然后, 根据 (2)、(3)、(4) 式确定各种反应谱的谱值。在计算松潘 5 次地震的各种反应谱时, 我们采用 3 种阻尼比 (0.05、0.1、0.2) 和 55 个周期值 (其范围为: 0.025—2.048 秒), 分别计算了这 15 条记录的相对位移反应谱、相对速度反应谱和加速度反应谱, 并根据计算结果绘出了阻尼比为 0.05 的加速度反应谱曲线 (均见本书)。

二、影响反应谱精度的几个因素

在计算反应谱的过程中, 有些因素直接影响到反应谱的精度, 例如, 零线的影响、积分步长的影响 (包括离散性误差) 以及记录计算长度的影响等。为了能从强震记录中提炼出可靠的信息, 确切地计算反应谱, 就有必要考虑各种误差的原因、性质和影响。

1. 关于零线的问题

由于记录纸的横向移动和在读数过程中的一些原因, 往往会导致零线的偏斜, 影响记录中的长周期分量。它不仅对二次积分后的位移曲线造成严重的误差, 而且使反应谱的长周期部分受到歪曲。在计算反应谱时, 通常采用平移法和最小均方速度法对零线进行修正。我们以 8 月 16 日 7.2 级地震南 60° 东方向的加速度记录为例, 分别采用上述两种修正方法计算了反应谱 ($Z = 0.05$), 并将所得结果进行了比较。我们从中发现, 两种方法所得的位移反应谱及速度反应谱的差值均明显地随自振周期的增大而增大, 而最大差值与平移法所得的峰值相比, 无论是对位移反应谱、速度反应谱, 还是对加速度反应谱而言, 都是微不足道的。其位移反应谱的最大差值为 0.4 厘米, 而峰值为 6.85 厘米; 速度反应谱的最大差值为 0.2 厘米/秒, 峰值为 15.12 厘米/秒; 加速度反应谱的最大差值为 0.1, 峰值为 4.4。鉴于松潘强震记录的固

定基线基本上保持着直线的形状，零线偏斜不明显，因此，我们在谱分析之前采用了比较简便的平移法对零线进行修正。

平移法是根据终速度为零的条件来实现的（假定初速度为零）。若需要将加速度记录的轴线平移到 $-h$ 的位置，而加速度记录的积分步长又足够短时， h 可按下式计算：

$$h = -\frac{1}{2T_s} \sum_{i=0}^{N-1} (x_i + x_{i+1})(t_{i+1} - t_i) \quad (11)$$

式中 T_s 为记录的计算的长度。文县15条记录的平移值 h 列于表3。对于平移法来说，由于记录往往去头去尾，与其起点及终点对应的速度值不可能为零，因此，此法存在着局限性。一般来说，在计算反应谱和富里哀谱时，只需作上述修正就够了。但是，若要计算加速度二次积分后的位移曲线，则还要对零线作进一步校正。

表3

h (伽)	震 级 (M_s)	7.2	5.8	6.7	7.2	5.3
		(8月16日)	(8月19日)	(8月22日)	(8月23日)	(9月1日)
垂 直		0.9	1.5	3.0	5.2	1.1
南 60° 东		-2.6	6.3	8.0	6.6	1.7
北 30° 东		-0.1	7.7	8.2	2.2	2.1

2. 积分步长的影响

文县强震记录的数字化结果是以不等间隔的方式得到的，因此，它能提供较高的精度，防止计算中的混迭 (aliasing) 误差。这里指的积分步长对反应谱精度的影响，系对截断误差的影响和对离散性误差的影响。由于在应用线性加速度法计算体系反应时，会产生一定的截断误差，积分步长相应必需取得短些。一般要求选取的积分步长比地面运动的卓越周期以及结构的自振周期要小很多倍（例如40倍），这样才能保证计算的精度。文县地面加速度的卓越周期较小，垂直测向的卓越周期在0.05秒至0.1秒之间，水平测向在0.1秒至0.15秒之间，在计算反应谱时，我们按0.1秒考虑自振周期，选取积分步长为1/400秒。

由于我们所得到的谱值仅仅是那些离散点上的反应值中的最大值，因此，这些值可能要低于实际的谱值。在选定了积分步长后，还应估计积分步长对离散性误差的影响。为了估算误差的上限值，可以假定最大值正好发生在两离散点的正中，而且体系的反应达最大值时，近似按正弦规律变化，变化周期为体系的自振周期 T 。这样，离散性误差的大小将只与积分步长 Δt 有关， Δt 取得越小，这类误差相应也就越小。在计算文县加速度记录的反应谱时，积分步长取1/400秒，反应谱的离散性误差一般在0.3%以下，而仅仅在自振周期小于0.1秒时，误差的上限值才达1.2%。

3. 计算长度的考虑

文县的强震记录与一般强震记录一样，有着一个从开始震动，然后逐步增强，在达到最大值后再逐渐衰减到零的过程，通常称为瞬时特性。反应谱表示的仅仅是体系反应的最大

值，而不是反应的全过程。根据经验，体系反应的最大值往往发生在地震地面运动最强烈的时间之后，它的大小主要取决于地震加速度记录中最强烈的一段。因此，从形式上讲，反应谱能反映整个地震地面运动的特性，实质上它反映的主要是地面运动的频率特性，而不能很好地反映地震的延续时间。这是反应谱的一个局限性。

文县强震记录总的延续时间一般都比较长，8月16日7.2级地震的延续时间更长，为107秒。在计算反应谱时，对延续时间超过20秒

的记录，为节省使用计算机的时间，我们没有对整个延续时间进行计算，而仅仅选取加速度幅值较大的一段（相当于持续时间）作为计算的长度 T_s 。此计算长度即本书所列强震记录数字化的时段。文县记录到的5次地震的数字化时段起算时刻、数字化时段及延续时间列于表4。

应该指出，导管由于地震的瞬时特性，反应谱主要取决于强震记录中幅值较大的那一段，但是并不仅限于此，计算长度对反应谱就有影响。一般来讲，周期愈大，要求取最大值出现时刻之前的计算长度愈长。所以，更为理想的计算应使计算的起始时刻随周期 T 值而变。

表 4

序号	震级	发震时间	数字化时段 起算时刻 (秒)	数字化时段 (秒)	延续时间 (秒)
1	7.2	1976. 8. 16	4	20	107
2	5.8	1976. 8. 19	2	15	23
3	6.7	1976. 8. 22	3.2	19	68
4	7.2	1976. 8. 23	5	10	15*
5	5.3	1976. 9. 1	0	18	18

* 因记录纸中断，总长度仅为15秒，但此15秒已基本上包含了持续时间。

富里哀谱

一、富里哀谱及其数值计算

在地震工程研究中, 由于大多数结构在弹性阶段都有它们的自振频率、自振振型及表明结构特性的复频响应函数, 因此, 将强震记录进行频谱分析, 在频率域上研究观测记录, 具有特别重要的意义和独到的方便之处。一般说来, 观测记录的频谱也就是它的富里哀谱。在对文县15条强震记录进行频谱分析时, 我们只研究富里哀振幅谱 (简称振幅谱)。

地震振幅谱反映了地震能量在频率域上的分布。我们知道, 体系的总能量应为

$$E = 1/2 M \dot{u}^2 + 1/2 K u^2, \quad (12)$$

式中 u 和 $\dot{u}$ 是杜哈马积分和它的微分。若令阻尼比 $Z = 0$, 则 (12) 式可以写为

$$E(\omega, t) = \frac{1}{2} M \left[\left(\int_0^t x(t) \sin \omega \tau d\tau \right)^2 + \left(\int_0^t x(t) \cos \omega \tau d\tau \right)^2 \right]. \quad (13)$$

由上式可以看出, 总能量 $E(\omega, t)$ 是体系的自振频率 ω 和时间 t 的函数。当振幅谱的计算时间为 T_N 时, 那么, 单位质量体系所得能量的两倍方根应为

$$\sqrt{\frac{2E(\omega, T_N)}{M}} = \left[\left(\int_0^{T_N} x(\tau) \sin \omega \tau d\tau \right)^2 + \left(\int_0^{T_N} x(\tau) \cos \omega \tau d\tau \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

显然它只是 ω 的函数, 同样, 可以将其看作是 f 的函数, 于是

$$|A(f)| = \left[\left(\int_0^{T_N} x(\tau) \sin 2\pi f \tau d\tau \right)^2 + \left(\int_0^{T_N} x(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

若将 (15) 式绘成曲线, 就是振幅谱曲线。

我们采用快速富里哀变换法 (亦称柯立-杜开法, 简称 FFT 法) 计算了文县强震记录的振幅谱。这是一种计算有限离散复序列 $\{X(k)\}$ 的富里哀变换的有效方法。为了简单起见, 我们不考虑有限离散富里哀变换式中的常数, 只研究关于

$$A(j) = \sum_{k=0}^{N-1} X(k) W_N^{jk} \quad (j = 0, 1, \dots, N-1) \quad (16)$$

的计算问题, 其中 $W_N = \exp(-2\pi i/N)$ 。为了减少运算次数, 一般假设 $N = 2^m$ 。在计算文县记录的富里哀谱时, 我们取 $m = 11$, 则 $N = 2^{11}$, 于是 (16) 式的下标 j 和 k 可以分别表示为:

$$\left. \begin{aligned} j &= \sum_{v=0}^{10} j_v 2^v = (j_{10}, j_9, \dots, j_v, \dots, j_1, j_0) \quad (j_v = 0, 1), \\ k &= \sum_{v=0}^{10} k_v 2^v = (k_{10}, k_9, \dots, k_v, \dots, k_1, k_0) \quad (k_v = 0, 1). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

将上式代入富里哀变换式 (16), 经过推导和整理, 便得到 FFT 法的递推公式:

$$X_0(k_{10}, k_9, \dots, k_1, k_0) = X(k_{10}, k_9, \dots, k_1, k_0),$$

$$X_l(j_0, j_1, \dots, j_{l-1}, k_{11-l-1}, \dots, k_1, k_0) = \sum_{k_{11-l}=0}^1 X_{l-1}(j_0, j_1, \dots, j_{l-2}, k_{11-l}, \dots, k_1, k_0) \cdot W_N(j_{l-1}2^{l-1} + \dots + j_1 2 + j_0) k_{11-l} 2^{11-l} \quad (l=1, 2, \dots, 11).$$

按上述递推公式计算，最后可求得

$$A(j_{10}, j_9, \dots, j_1, j_0) = X_{11}(j_0, j_1, \dots, j_9, j_{10}) \quad (j_{10}, j_9, \dots, j_1, j_0 = 0, 1). \quad (19)$$

由上式可以看到，如果序列 X 按自然次序排列，那么，最后由 FFT 法算得的复富里哀系数 $A(j)$ 必定是按逆二进制次序排列的。在用 FFT 法算得了 $A(j)$ 之后，计算它的模，就可得到 (15) 式所示的振幅谱，若 $A(j)$ 的实部和虚部分别为 a_j 和 b_j ，则

$$|A(j)| = |A(f)| = \sqrt{a_j^2 + b_j^2}. \quad (20)$$

在计算文县强震记录的振幅谱的过程中，我们取时间步长 $\Delta t = 1/200$ 秒， $N = 2^{11} = 2048$ ，计算长度 $T_N = N \Delta t = 10.24$ 秒。为了使记录的较大幅值部分尽量包含在计算长度中，我们将截取计算长度的方法规定如下：如果数字化记录最大值出现在 10.24/2 秒或之后，则以最大值出现的时刻作为计算长度 10.24 秒的中点；如果最大值出现在 10.24/2 秒之前，则以 $t = 0$ 作为计算长度的起点。根据上述截取方法，我们计算了文县 15 条强震加速度记录的振幅谱，并绘出了振幅谱曲线（见本书）。

为了了解 FFT 法的计算精度，我们以文县主震 7.2 级地震南 60° 东的加速度记录为例，将 FFT 法与传统的计算富里哀谱的方法进行了比较。在比较的时候，仍然取时间步长 $\Delta t = 1/200$ 秒，计算长度 T_N 放大一倍，即 $T_N = 20.48$ 秒。在用 FFT 法算振幅谱之后，另用辛卜生公式进行计算。在用辛卜生公式计算时，每隔 10 Δf 值取一个频率值，在峰点频率附近共选了 30 个频率值，计算其振幅谱。对比后发现，两种方法的结果非常接近，相差不超过 5 %

表 5

j	$f = j \Delta f$ 赫 芝	振幅谱 (厘米/秒)		差 值 %	j	$f = j \Delta f$ 赫 芝	振幅谱 (厘米/秒)		差 值 %
		辛卜生法	FFT 法				辛卜生法	FFT 法	
10	0.488	21.86	21.80	0.3	160	7.813	89.82	90.06	0.3
20	0.977	6.83	6.52	4.5	170	8.301	31.25	31.15	0.3
30	1.465	1.61	1.68	4.3	180	8.789	41.03	40.81	1.9
40	1.953	6.55	6.55	0	190	9.277	41.13	40.88	0.6
50	2.441	35.89	36.17	0.8	200	9.766	20.01	20.07	0.3
60	2.930	4.07	4.18	2.7	210	10.254	35.47	35.09	0.1
70	3.418	35.00	34.65	1	220	10.742	17.97	17.87	0.6
80	3.906	15.71	15.69	0.1	230	11.230	33.54	33.55	0
90	4.395	27.56	27.78	0.8	240	11.719	17.90	17.70	1.1
100	4.883	13.54	13.53	0.1	250	12.207	5.70	5.68	0.4
110	5.371	20.34	20.31	0.1	260	12.695	18.32	19.03	3.9
120	5.859	8.86	8.99	1.5	270	13.184	12.96	12.52	3.4
130	6.348	42.27	42.18	0.2	280	13.672	7.16	7.04	1.7
140	6.836	32.82	33.03	0.6	290	14.160	10.66	10.70	0.4
150	7.324	51.67	51.83	0.5	300	14.648	5.84	5.90	1.0

(表5)。从方法上看, FFT法相当于矩形积分, 而辛卜生公式相当于抛物线积分, 当积分步长 Δt 很小时, 它们亦应该是很接近的。事实说明, FFT法以 $N \log_2 N$ 次运算代替了 N^2 次运算, 不仅使计算速度有了数量级的提高, 而且计算的精度也能满足工程的要求。

二、有限计算长度对富里哀谱的影响

我们以函数 $x(t)$ 表示加速度的任一分量。由于 $x(t)$ 在任何有界区间上满足狄利克雷 (Dirichlet) 条件, 且在 $(-\infty, +\infty)$ 内绝对可积, 因此它的富里哀变换总是存在的。在对 $x(t)$ 进行富里哀变换时, 在原则上必须要求其在时间延续上是无限连续的。但是, 实际计算的记录只能是一个有限长时间的记录。同时, 我们只有将观测记录经过数字化变成离散数字后, 才能进行数值计算。这强震观测记录的有限性和离散性构成了富里哀变换的主要特征。在对文县强震记录进行数字化处理时, 采用的是不等间隔读数法, 基本上防止了由离散性引起的混迭现象。在此, 我们着重讨论记录长度的有限性对富里哀谱精度的影响。

从理论上讲, 无限连续富里哀变换与有限离散富里哀变换之间存在着下述关系:

如果 $x(t)$ ($-\infty < t < +\infty$) 和 $a(f)$ ($-\infty < f < +\infty$) 互为富里哀变换:

$$a(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-2\pi i f t} dt, \quad (21)$$

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(f) e^{2\pi i f t} df, \quad (22)$$

则 $X(k)$ ($k=0, 1, \dots, N-1$) 和 $A(j)$ ($j=0, 1, \dots, N-1$) 应互为有限离散富里哀变换:

$$A(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) \exp(-2\pi i j k / N) \quad (j=0, 1, \dots, N-1), \quad (23)$$

$$X(k) = \sum_{j=0}^{N-1} A(j) \exp(2\pi i j k / N) \quad (k=0, 1, \dots, N-1). \quad (24)$$

式中 $X(k) = T_N \sum_{l=-\infty}^{+\infty} x(k\Delta t + lT_N), \quad (25)$

$$A(j) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a(j\Delta f + nF), \quad (26)$$

而 $i = \sqrt{-1}$, $\Delta f = \frac{1}{N\Delta t} = \frac{1}{T_N}$, $F = N\Delta f$.

离散富里哀变换意味着在时域、频域两方面都周期化。假定序列 $X(k)$ 是某周期函数的一个周期, 那么, (23)式便给出了这个周期函数的富里哀变换。

一个有限长的观测记录, 可以理解是由于对无限连续函数采用了矩形时间窗截断之后才得到的。假设与矩形时间窗对应的频率窗是 $D(f)$, 那么通过(21)、(22)式所示的富里哀变换已不再得到原始信号 $x(t)$ 的真实频谱 $a(f)$, 而得到的是 $a(f)$ 与 $D(f)$ 的褶积。频率窗 $D(f)$ 可以看做是由于截断使 $a(f)$ 进行加权平均的权函数。为了减小截断效应, 我们希望

频率窗口 $D(f)$ 的主叶峰值大而集中, 频瓣则要尽量地窄, 边叶效应被压制。要达到这个目的, 可以采用其他窗函数 (即改变窗函数的形状) 来截断记录。事实证明, 如果采用其他形状的窗函数, 往往只能在减小主叶频瓣宽度或在降低边叶效应方面取得效果, 而不能同时在两方面均取得效果, 甚至在一方面取得效果时, 还会使另一方面的影响更严重。鉴于窗函数的长度 (即振幅谱的计算长度) 对减小截断效应来说要比窗函数的形状远为重要, 我们在计算过程中没有把过多的注意力放在选择窗函数的形状上, 而是放在时间长度对截断效应的影响上。为了减小截断效应, 要求时间窗的长度 T_N 尽可能长些。时间越长, $D(f)$ 的频瓣就越窄, 越接近于脉冲函数, 富里哀变换就越接近于理想情况。此外, 截断效应对低频 (长周期) 的振幅谱谱值影响更大。由于最低名义频率的相对值随着时间长度的增大而减小, 因此, 所需计算长度 T_N 的大小与最低名义频率的谱值要求密切相关。

对于强震加速度来说, 由于它的瞬时特性, 记录的强烈振动部分对富里哀谱起着重要的作用。只要记录长度尽量包含大振幅出现的时段, 记录长度的影响就会相对减弱。另一方面, 记录长度 T_N 过长也有不利之处, 主要是会增加计算量和增加谱值的不稳定性。由于上述原因, 我们在具体选择文县强震记录的计算长度 T_N 时, 全面考虑了利弊因素, 在使记录长度包括了记录波形的较大振幅的前提下, 选择了两种记录长度进行试算。经过分析比较之后, 最后决定选取 T_N 为 10.24 秒。后文分别表示的是取计算长度 T_N 为 10.24 秒和 20.48 秒的同一条加速度记录 (8 月 16 日 7.2 级地震的南 60° 东记录) 的振幅谱。由于这两种计算长度都包括了记录波形的较大幅值部分, 因此, 谱曲线的峰值、峰值频率及曲线的变化趋势大致相同。所不同的是后者的计算长度比前者加长一倍, 分辨得更细些, 但是, 由此亦出现了曲线跳动较大、分辨率过高的现象, 增加了不稳定性。所以, 在计算文县强震记录的振幅谱时, 我们决定取 T_N 为 10.24 秒。

文县台使用的强震仪的频率范围是 0.5 赫芝到 35 赫芝, 我们计算的谱的最低名义频率为 0.5 赫芝 (相当周期为 2 秒), 这就要求计算长度至少为 4 秒, 也就是此周期值的 2 倍。在计算文县强震记录的振幅谱时, 我们取的时间长度为 10.24 秒, 相当于此周期的 5 倍, 基本上满足了最低频率的精度要求。

文县地震地面运动特性的讨论

一、地面运动的频率特性

地震地面运动的频率特性直接影响着结构的破坏程度。因而,研究和掌握各地区的地震频率特性,对研究结构抗震问题是很必要的。

地震地面运动的频率特性受许多因素的影响,例如震源特性、传播介质、震中距及台址的土质条件等的影响,因此,不同地区的地震地面运动的频率特性往往差别较大。日本和墨西哥的加速度反应谱峰点周期一般偏长,有时可达数秒。而美国加利福尼亚州的则稍偏短,大致在0.1秒到0.8秒之间。我国记录到的一些地面中强震记录的加速度反应谱峰点周期多数也是偏短的,唐山的峰点周期一般在0.05秒至0.17秒之间,海城与大石桥的峰点周期多在0.2秒左右。在文县,则显得更短,在0.05秒至0.15秒之间。同样,文县的振幅谱峰点频率亦反映了这一特点,而且在数值上大致与反应谱($Z=0.05$)峰点周期相对应(见表6)。

表 6

震 级	发 震 时 间	垂 直		南 60° 东		北 30° 东	
		振 幅 谱 (赫芝)	反 应 谱 (秒)	振 幅 谱 (赫芝)	反 应 谱 (秒)	振 幅 谱 (赫芝)	反 应 谱 (秒)
7.2	1976. 8. 16	14.111	0.075	7.813	0.127	7.324	0.1
5.8	1976. 8. 19	13.965	0.1	7.617	0.133	7.129	0.1
6.7	1976. 8. 22	14.648	0.075	8.401	0.1	11.084	0.1
7.2	1976. 8. 23	13.477	0.075	8.203	0.075	6.641	0.158
5.3	1976. 9. 1	13.037	0.075	7.471	0.128	11.572	0.1

另外,我们从5次地震的加速度反应谱曲线看出,它们的峰点周期均在0.15秒以下,而一般结构的自振周期多在0.15秒以上,所以文县地区基本上避免了结构对地震的类似共振的现象。从反应谱曲线还可看到,对于自振周期大于0.3秒的结构来说, β 值已小于1,那么,这些建筑物所受的惯性力就更小了。此外,还可以从能量的观点来说明地震地面运动的频率特性与建筑物破坏的关系。我们可以用振幅谱来度量单位质量体系的最终能量。通常,当体系的自振周期为峰值所对应的周期时,就有比较多的能量输入这个体系,引起建筑物的破坏。计算结果表明,文县振幅谱的峰值均在频率大于6赫芝的高频端,由此可见,其地震能量主要作用于频率较高的结构,而对自振频率小于6赫芝的结构,一般影响不大。

由于地震频率特性与结构破坏之间存在着上述的关系,因此,在松潘地震期间,尽管文县的最大水平加速度达150伽,地震的延续时间亦较长(表4),但文县地区的结构不会因振动而遭受严重的破坏。这一点已得到宏观震害的有力印证。在文县,宏观破坏轻微,除了古老的城墙和陈旧的土坯房出现一些裂缝外,一般无严重破坏,宏观震害烈度仅为六度(见图3)。