

地方震尾波震级的初步研究

严尊国 师蓉梅

(国家地震局地震研究所)

摘 要

地方震尾波由地壳横向不均匀性而产生的反向散射波组成。从这一观点出发,根据尾波随掠过时间的衰减特性,结合地震矩对数和地方震里克特地震级的线性关系,导出利用任一掠过时间的震尾来计算的尾波震级 M_c 公式。它的简化形式可以和持续时间震级的表达式近似一致。尾波震级可作为持续时间震级的一种广义形式,它是直接从震源地震矩导出的震级标度,从而为解释持续时间震级物理基础提供了可能的途径。

应用于丹江地震台的数据,得到丹江口及邻区的尾波品质因子和介质函数以及地震矩对数和震级的期望关系,同时得到实用于该台的持续时间震级和简化尾波震级公式。

一、前 言

早在1935年里克特就提出了测定地方震级的方法,定义地方震级 $M_L = \log B - \log B^*$, 式中 B 为伍德—安德生标准地震仪两水平分向最大记录振幅的平均值, $-\log B^*$ 是零级地震的起算值。1959年我国地震学家将上式中的 B 过渡到一般近震记录上两个水平向最大地动位移的算术平均值 A_μ (微米), 公式改写为 $M_L = \log A_\mu + R(\Delta)$, 式中 $R(\Delta)$ 是起算函数, 它和震中距及使用的仪器有关。近几年来,除了上述用记录最大振幅测定地方震级的方法外,又出现了利用地震波总的振动持续时间来计算地方震级的方法,并且已经广为应用,这种方法简单方便,是一种有前途的方法。1979年固体地球物理世界资料中心A将此方法正式列入《地震观测业务手册》。但是,这种方法和其它震级测定方法一样,它们的物理基础还不够清楚。1979年索梯夫 (Suteav) 等根据安艺 (Aki) 提出的地方震尾波反向散射模型论述了尾波震级及其与持续时间、地震矩、地方震里克特震级之间的关系^[9], 本文将应用丹江地震台近十年来部分地震资料进一步研究这些关系,借以阐述解释持续时间震级物理基础的可能途径。

二、地方震尾波模型和地震矩

1969年安艺提出地方震尾波由地壳横向不均匀性产生反向散射波组成的理论,导出计算

小震地震矩的一种方法〔2〕〔3〕。在论述中,他假设了尾波衰减遵循常数Q值规律,将距台站r的散射体产生次生波强度对尾波的效应 $|F(\omega|\gamma)|$ 表示为

$$|F(\omega|\gamma)| = |\phi(\omega|\gamma)| e^{-\omega t/2Q} \quad (1)$$

式中 $|\phi(\omega|\gamma)|$ 是离台站为r处散射体上引起次生波位移的富利叶变换绝对值,t是从发震时刻起算的掠过时间(Lapse time), ω 是尾波频率,Q是尾波品质因子。

1980年赤松(Akamatsu)研究近畿(Kinki)地震尾波中详细论述了尾波衰减特性,认为尾波振幅的均方值 $\hat{A}(f, t)$ 可以描述为t的衰减函数〔1〕

$$\hat{A}(f, t) = Ct^{-a}e^{-bt} \quad (2)$$

式中C是尾波源系数,b是吸收系数,a是几何扩散因子,它与散射机制有关。

因此,(1)式中可直接引进几何扩散因子 t^{-a} 加以讨论,将其修改为

$$|F(\omega|\gamma)| = |\phi(\omega|\gamma)| t^{-a} e^{-\omega t/2Q} \quad (3)$$

这样,当a取不同数值时可以将文献〔2〕中限定在面波散射机制条件下的几何扩散讨论扩展到其他模型条件下。

类似安艺的推导(不再引进参考距离讨论几何扩散),得到尾波t时刻地面位移的均方值 $\langle y^2(t) \rangle$ 与相应的尾波峰频 ω_p 的功率谱值 $p(\omega_p|t)$ 之间的关系,

$$\langle y^2(t) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \left[-\frac{Q}{dt} \right]^{1/2} P(\omega_p|t) \quad (4)$$

和地震矩的公式

$$M_0 = t^{a+1/2} e^{\pi f_p t/Q} \left(-\frac{1}{Q} \cdot \frac{dt}{df_p} \right)^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{1}{8}} \cdot \bar{A}(t) \cdot I^{-1}(f_p) \cdot B^{-1}(f_p) \quad (5)$$

上述两式中 $f_p = \omega_p/2\pi$; $\bar{A}(t)$ 是尾波t时刻附近的记录平均双振幅; $I(f_p)$ 是频率 f_p 的仪器频幅响应; $B(f_p) = [2N(\gamma)]^{1/2} \cdot |\phi_0(\omega_p|\gamma)|$ 是介质函数,它与散射机制有关,可以利用已知地震矩的地震求出,这里 $N(\gamma)$ 是距台站半径为 γ 的范围内散射体数目, $|\phi_0(\omega_p|\gamma)|$ 表示单位矩点源在离台站 γ 的散射体上引起次生波位移的富利叶变换绝对值。

(5)式就是利用尾波得到地方震点源模型地震矩的理论公式。

三、尾波峰频与掠过时间的关系

式(5)中 $\frac{dt}{df_p}$ 是尾波中掠过时间t和相应的尾波峰频 f_p 的变化关系。安艺分析了加利福尼亚帕克费尔德(Parkfield)余震,结果表明,不论震源情况怎样,其地震图的尾波具有唯一的 $f_p \sim t$ 关系〔2〕,即

$$\frac{t}{100} = \left(\frac{f_p}{0.82} \right)^{-1.5} \quad f_p < 3 \text{ Hz} \quad (6)$$

这个关系式说明尾波谱的形状只是掠过时间的函数。

1970年高野(Takano)给出了松代震群的另一个 $f_p \sim t$ 关系式〔4〕

$$\frac{t}{100} = \left(\frac{f_p}{1.26} \right)^{-1.3} \quad (7)$$

$$2H_z < f_p < 20H_z$$

显然这两个关系式在双对数坐标中拟合的直线不一致(图1)。高野解释为两个地区震源谱中高频优势分布、高频的散射效应不同和介质品质因子的差异。

在丹江口及邻近地区,由于资料条件的限制,难以得到类似公式,这里仅作近似讨论。以1972年4月3日均县林茂山 $M_L = 4.0$ 级地震为例(距丹江地震台12.8公里),分别选取了六个不同掠过时间 t ,在其附近进行尾波谱计算,谱的峰频结果粗略见图1(图中记为“+”)。显然,在丹江口地区的 $f_p \sim t$ 关系与(6)式较接近,因此本文将近似采用(6)式作为本研究区的 $f_p \sim t$ 关系式。

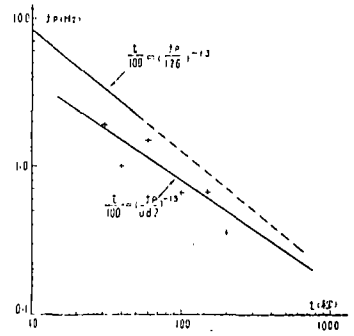


图1 尾波峰频与掠过时间的关系

Fig. 1 Relations Between the peak frequency and the Swept time

四、尾波品质因子

从(4)、(6)两式导出尾波衰减的介质品质因子满足

$$\frac{1}{Q} = \left(0.09475 \frac{P(\omega_p | t)}{\langle y^2(t) \rangle} \right)^2 f_p^{2.15} \quad (8)$$

Q 值与 $P(\omega_p | t) / \langle y^2(t) \rangle$ 有关,它是尾波峰频 f_p 的功率谱值和相应 t 时刻地面位移均方值之比。因此,计算中可以简化仪器频幅特性的修正,直接从地震图上量得的数据进行计算,使计算大大方便。如果同时略去地表影响,假设从地震图上的采样值直接计算的谱密度为 $S(f | t)$, t 时刻附近平均双振幅为 $\bar{A}(t)$,则(8)式为

$$\frac{1}{Q} = \left(0.758 \frac{S(f_p | t)}{\bar{A}^2(t)} \right)^2 f_p^{2.15} \quad (9)$$

这样计算的 Q 值是包括地震区、观测点附近较大范围内地壳介质上层的尾波品质因子,它是一个统计的结果。

选用丹江地震台1971年10月至1978年5月的十个地震图纸进行分析(表1)。 t 取大于2~3倍 S 波走时($t > 2 \sim 3 t_s$),认为在这种情况下尾波衰减收敛于函数形式 $t^{-2} e^{-b t(1)}$ 。得到 $f_p = 1$ 赫兹(相应的 $t = 74.25$ 秒)时 Q 值为90。同时计算了1972年4月3日林茂山 $M_L = 4.0$ 级地震中 f_p 分别等于0.5、0.6、0.8、1.0、1.2赫兹的尾波 Q 值(表2)。表2中 $f_p = 1.5$ 、1.8赫兹的结果是由1972年3月14日 $M_L = 2.4$ 级地震得到的。计算谱密度时采用汉宁窗处理,量取 $\bar{A}(t)$ 时,采用 t 时刻尾波包络幅度作为平均双振幅。

表2中尾波 f_p 处于低频段时 Q 值可以近似看作常数。因此,第二节(4)、(5)两式推导中曾应用了 Q 值常数模型的假设是合理的,对所得结果影响不大。

表1 $f_p = 1$ 赫兹的尾波品质因子Table 1 The quality factor of coda wave ($f_p = 1$ HZ)

发震时间					M_L	$S(1\text{Hz})$ ($\text{mm}^2 \cdot \text{sec}$)	$A(74.25 \text{ sec})$ (mm)	Q
年	月	日	分	时				
71	10	20	17	19	3.6	0.11	0.9	94.4
72	4	3	04	54	4.0	18.93	12.0	100.7
73	11	29	21	36	5.1	76.29	24.0	99.2
73	11	29	22	15	4.7	144.72	30.0	67.3
73	11	30	01	42	3.7	11.50	9.5	107.2
73	12	4	17	00	4.1	55.67	20.0	89.9
76	2	11	02	54	2.9	0.62	2.1	88.0
76	2	28	22	54	3.4	0.088	0.8	92.2
77	7	7	22	47	3.4	2.63	4.2	78.3
78	5	28	02	23	3.4	5.16	6.0	84.7
								$\bar{Q} = 90$

表2 不同峰频的尾波品质因子

Table 2 The quality factor of wave coda to varying Peak frequency

$f_p(\text{Hz})$	0.5	0.6	0.8	1.0	1.2	1.5	1.8
$t(\text{sec})$	210	160	100	74	56	40	30
$S(\text{mm}^2 \cdot \text{sec})$	0.047	0.41	18.37	18.93	24.08	0.20	0.27
$\bar{A}(\text{mm})$	0.4	1.4	10.0	12.0	15.0	1.5	2.0
Q	64.3	78.0	85.7	100.7	107.1	77.7	138.0

五、地震矩与震级的关系

不少地震学者在不同地区都得到了地震矩对数和震级之间的线性关系式。由于分别使用资料的震级范围和震级标度不同，他们得到的关系式系数也不相同。 $\log M_0 \sim M_L$ 的关系中斜率大体上在1.12~1.5范围内，常数项在15.8~17.60范围内，例如：

安艺 (1969) [2]

$$\log M_0 = 1.5 M_L + 15.8 \quad 3.0 < M_L < 5.5 \quad (10)$$

杰赫逊 (Johnson) 等 (1974) [5]

$$\log M_0 = (1.16 \pm 0.06) M_L + (17.60 \pm 0.28) \quad 2.4 < M_L < 5.1 \quad (11)$$

巴库 (Bakun) 等 (1976) [6]

$$\log M_0 = (1.12 \pm 0.03) M_L + (17.02 \pm 0.07) \quad 0 < M_L < 6.0 \quad (12)$$

上述各式 M_0 均以达因·厘米为单位。

由于本文将讨论尾波震级和持续时间震级的关系，因此在没有测定大量地震地震矩的情况下，不准备用矩震级标度 [7] 直接来定义尾波震级，仍然将尾波震级和地方震级作比较。记尾波震级 M_o ，它满足于

$$\log M_o = a_0 + a_1 M_c \quad (13)$$

式中 a_0 、 a_1 为常数。选取适当的 a_0 和 a_1 使得 $M_c = M_L$ 。这样做对尾波震级实际表达的物理意义没有影响。

由 (5)、(6)、(13) 式并利用第四节的结果得到：

$$\begin{aligned} \log M_o &= a_0 + a_1 M_c \\ &= -1.21 + \log \bar{A}(t) - \log I(f_p) - \log B(f_p) + \left(a + \frac{11}{12} \right) \log t + 0.27 t^{1/3} \end{aligned} \quad (14)$$

若选取适当 a 、 a_0 、 a_1 便得到描述地震矩大小的尾波震级 M_c 。

六、尾波震级

本节将具体讨论丹江口及邻区地震的尾波震级公式。

1. 介质函数 $B(f_p)$ 图2中的 $B(f_p)$ 是安艺在帕克费尔德余震中得到的^[2], 他限定在面波散射模型下, 并假设 $Q = 200$, 也就是说, 这个 $B(f_p)$ 是相当于本文中 $a = 0$ 的情况下求得结果。 $B(f_p)$ 既然是介质函数, 在不同地区其必然存在差别。对丹江口及邻区必须重新计算 $B(f_p)$ 。遗憾的是, 受该区地震资料的条件限制, 难以求得该区地震的地震矩等参数的可靠值。为了解决这个问题, 并考虑到本文限于震级问题的研究, 根据上节的论述可以选取 $a_0 = 17.02$, $a_1 = 1.12$ 作为初值, 采用逐步逼近法得到该区地方震级与地震矩对数的期望关系式, 由此来计算 M_0 , 同时得到该区的介质函数 $B^*(f_p)$ 。

2. 几何扩散因子 a 对于不同散射模型, 尾波衰减收敛于不同的渐近线, a 值也不同。1980年赤松假设 a 与震源深度、震源距等地震参数无关, 认为 a 是常量, 得到掠过时间在15秒至300秒的范围内 a 值分布在1~2之间, 并将此时的尾波解释为体波单一散射模型^[1]。本文将沿用这个解释, 限制在 $a = 1$ 的情况下进行讨论。可以看到, 仅作为震级问题研究, 没有必要讨论 a 取其他值的情况, 这是因为在从已知地震矩求得的介质函数 $B^*(f_p)$ 中已经包含了给定 a 因子的影响, 若 a 取值不同, $B^*(f_p)$ 随之相应变化, 而最终由(14)式得到的 M_0 将不因 a 的取值而异。

综上所述, 由(14)式, 利用丹江地震台地震资料采用逐步逼近法得到 $a_0 = 16.88$, $a_1 = 1.18$ 。该区地震矩对数与震级的关系表示为

$$\log M_0 = 1.18 M_L + 16.88 \quad (15)$$

$M_L \leq 5.0$

同时得到 $a = 1$ 时, 该区的尾波介质函数 $B^*(f_p)$ 值(表3)。 $B^*(f_p)$ 曲线绘于图2中。为了和 $B(f_p)$ 对比, 图2中同时给出

了 $a = 0$ 时本研究区的介质函数 $B^{**}(f_p)$ 曲线。显然, $B(f_p)$ 、 $B^*(f_p)$ 、 $B^{**}(f_p)$ 各不相同, $B^{**}(f_p)$ 和 $B(f_p)$ 在数值上接近, 但形态上也有差别, 这充分说明 $B(f_p)$ 是介质的函数, 在不同地区并且对于不同散射机制差异很大。另一方面, $B^*(f_p)$ 不是直接从已知地震矩的地震计算得到, 而是依据于 M_L 统计逼近导出, 与真实的介质函数有一定差别。 $B(f_p)$ 的物理含义、性质及其对散射的效应等问题不是本文讨论的内容, 将另作研究。

丹江地震台短周期地震仪典型频幅特性见图3。

将(15)式代入(14)式, 得到丹江口及邻区地震的尾波震级公式为

$$M = \frac{1}{1.18} \left[-18.09 + \log \bar{A}(t) + 1.92 \log t + 0.27 t^{1/3} - \log I(f_p) + \log B^*(f_p) \right]$$

$$15 \text{秒} < t < 400 \text{秒} \quad (16)$$

量取尾波任意 t 时刻的 $\bar{A}(t)$ 并代入相应的 $I(f_p)$, $B^*(f_p)$ 就得到 M_0 。由于可以选取尾

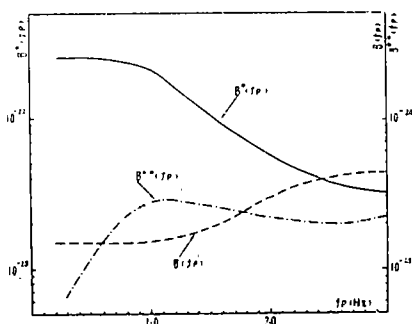


图2 介质函数曲线

Fig. 2 A Curve of medium function

表3 ML.MD.Mc 值的对比 Table.3 Contrast of ML.MD.Mc Value

No	发 震 时 间		Δ (KM)	τ (SEC)	t (SEC)	f_p (Hz)	$B^*(f_p) \times 10^{-22}$ $\left(\frac{C_m \cdot SEC}{d_p \cdot E \cdot C_m}\right)$	M_L	M_D	M_D^*	M_C	M_C^*
	年	月 日 时 分										
1	71	4 3 05 20	35.9	52.92	58.90	1.17		2.3	2.20	2.04		2.14
2	71	4 29 17 14	34.2	112.56	118.26	0.73		2.5	3.08	2.94		3.00
3	71	10 18 08 58	40.2	71.67	78.37	0.96		2.3	2.53	2.36		2.47
4	71	10 18 14 18	49.5	69.40	104.65	0.80		2.6	2.88	2.75		2.83
5	71	10 20 07 19	52.9	130.60	139.42	0.66		3.6	3.27	3.19		3.24
6	71	10 25 06 08	42.7	47.19	54.31	1.23		2.0	2.08	1.95		2.06
7	71	11 14 13 17	52.1	40.22	48.90	1.32		2.0	1.92	1.83		1.95
8	71	12 8 17 04	71.0	27.83	39.66	1.52		1.7	1.59	1.63		1.75
9	72	1 5 00 02	14.6	7.10	9.53			0.8	0.78			0.78
10	72	1 6 14 35	14.6	7.40	9.83			1.0	0.79			0.79
11	72	1 26 05 49	13.7	11.46	13.75			1.1	1.00	1.34		0.97
12	72	1 26 08 21	13.7	4.69	6.97			0.7	0.65			0.64
13	72	1 26 14 58	40.2	16.09	22.79	2.20	0.48	1.4	1.19	1.40	1.48	1.30
14	72	1 27 21 55	13.7	7.10	9.38			0.6	0.78			0.77
15	72	1 27 23 59	13.7	6.80	9.08			0.6	0.76			0.76
16	72	1 28 14 12	13.7	8.90	11.18			0.8	0.87			0.86
17	72	2 4 21 04	33.3	26.37	31.92	1.76	1.78	1.6	1.56	1.54	1.68	1.56
18	72	2 8 01 34	11.1	7.20	9.05			0.4	0.78			0.75
19	72	2 8 16 45	12.8	8.80	10.93			0.5	0.87			0.85
20	72	2 15 15 06	8.6	16.52	17.95	2.58	0.36	1.4	1.22	1.34	1.32	1.14
21	72	2 24 23 05	12.8	4.80	6.93			0.4	0.65			0.64
22	72	8 12 12 18	12.8	15.20	17.33	2.64	0.35	1.3	1.16	1.34	1.30	1.11
23	72	8 14 11 30	12.8	46.18	48.31	1.33	1.30	2.4	2.07	1.88	2.22	1.94
24	72	8 14 11 34	12.8	10.96	13.09			0.8	0.97			0.94
25	72	8 14 11 39	12.8	10.11	12.24			0.8	0.93			0.91
26	72	8 14 13 37	12.8	12.40	14.53	2.97	0.33	1.0	1.04		1.14	1.01
27	72	8 14 14 36	12.8	10.60	12.73			0.8	0.96			0.93
28	72	8 20 17 03	12.8	8.5	10.63			1.0	0.85			0.83
29	72	8 26 14 59	35.0	52.16	54.99	1.22	1.55	2.2	2.19	2.02	2.09	2.07
30	72	8 27 08 57	37.0	26.46	32.63	1.73	0.81	1.5	1.56	1.55	1.70	1.58
31	72	8 30 03 47	37.0	15.14	21.33	2.30	0.44	1.3	1.15	1.38	1.43	1.25
32	72	4 3 04 54	12.8	204.9	207.03	0.50	2.50	4.0	3.92	3.89	3.71	3.88
33	72	4 3 05 30	12.8	11.27	13.40			1.3	0.99	1.34		0.96
34	72	4 7 02 42	12.8	15.08	17.21	2.65	0.35	1.5	1.16	1.34	1.05	1.11
35	72	4 12 07 60	11.1	8.10	10.23			1.0	0.83			0.81
36	72	5 1 18 49	14.6	16.52	18.95	2.48	0.38	1.4	1.22	1.36	1.36	1.17
37	72	5 8 10 55	99.9	118.32	134.97	0.67	2.50	2.8	3.13	3.13	3.19	3.19
38	72	7 22 04 18	42.7	15.12	22.24	2.23	0.46	1.3	1.15	1.39	3.45	1.28
39	72	9 3 14 12	14.6	14.90	17.33	2.64	0.35	1.0	1.15		1.30	1.11
40	72	9 18 11 42	22.2	6.3	10.00			1.0	0.73			0.80
41	72	10 2 17 50	12.8	7.2	9.33			0.7	0.79			0.77
42	72	10 21 16 34	22.2	8.8	12.50			1.0	0.86			0.92
43	72	11 20 12 33	8.6	3.5	4.93			0.6	0.59			0.50
44	73	1 8 03 28	8.6	3.5	4.93			0.5	0.59			0.50
45	73	1 8 07 43	12.8	3.4	5.53			0.5	0.58			0.55
46	73	1 9 00 45	13.7	3.3	5.58			0.3	0.58			0.55
47	73	1 11 13 13	12.8	9.0	11.13			1.0	0.88	1.43	1.53	0.86
48	73	1 15 09 00	14.6	21.9	24.33	2.10	0.51	1.6	1.41	2.46	2.41	1.35
49	73	5 6 17 48	13.7	81.24	82.52	0.93	2.25	2.6	2.68	1.34		2.53
50	73	5 9 07 34	13.7	10.72	13.00			1.2	0.96			0.94

表3 (续)

№	发震时间		Δ (KM)	τ (SEC)	t (SEC)	f_P (Hz)	$B^*(f_P) \times 10^{-22}$ $\left(\frac{C_m \cdot SEC}{d_{y \cdot E} \cdot C_m}\right)$	M_L	M_D	M_D^*	M_C	M_C^*
	年	月 日	时 分									
51	73	5 9	12 37	12.0	7.91	9.91						
52	73	5 14	11 16	13.7	19.20	21.48	2.29	0.44	1.4	1.32	1.39	1.42
53	73	11 13	20 35	13.7	9.5	11.78			0.7	0.90		
54	73	11 29	21 36	21.3	368.7	372.25	0.34	2.50	5.1	4.85	5.10	5.09
55	73	11 29	21 58	37.7	88.33	99.00	0.82	2.40	2.6	2.78	2.67	2.66
56	73	11 29	22 15	37.7	314.0	320.28	0.38	2.50	4.7	4.58	4.78	4.70
57	73	11 30	01 42	36.9	150.50	156.65	0.61	2.50	3.1	3.47	3.39	3.31
58	73	11 30	04 17	37.7	281.40	287.68	0.40	2.50	5.0	4.40	4.55	4.81
59	73	12 1	05 13	36.9	31.33	37.48	1.58	0.96	1.9	1.70	1.64	1.82
60	73	12 1	11 19	38.4	53.31	59.71	1.16	1.75	2.2	2.21	2.05	2.19
61	73	12 1	14 23	36.9	71.87	78.02	0.97	2.20	2.3	2.53	2.36	2.48
62	73	12 1	17 46	37.7	42.97	49.25	1.31	1.35	2.1	1.99	1.86	2.03
63	73	12 1	22 30	38.4	53.33	59.73	1.16	1.75	2.1	2.21	2.00	2.20
64	73	12 2	06 18	36.9	43.67	49.82	1.30	1.35	2.0	2.00	1.87	2.05
65	73	12 4	17 00	36.9	205.90	212.05	0.50	2.50	4.1	3.92	3.94	3.91
66	73	12 5	21 00	37.7	32.0	38.28	1.56	1.10	1.5	1.72	1.65	1.79
67	74	2 4	03 43	64.1	58.15	68.83	1.05	2.0	2.3	2.29	2.18	2.33
68	74	8 4	06 12	18.8	63.48	66.61	1.08	1.70	2.3	2.40	2.19	2.35
69	74	8 5	14 58	18.8	29.66	32.79	1.72	0.81	1.5	1.66	1.57	1.71
70	74	4 27	09 46	16.2	61.00	63.70	1.11	1.90	2.2	2.36	2.14	2.29
71	74	7 13	14 10	18.8	10.28	13.41			1.2	0.94	1.36	
72	74	8 11	00 42	36.9	72.00	78.15	0.97	2.20	2.4	2.54	2.36	2.49
73	74	10 16	02 34	13.7	13.92	16.20	2.76	0.34	1.1	1.11	1.34	1.08
74	74	11 6	01 49	55.5	74.87	84.12	0.92	2.30	2.5	2.57	2.37	2.59
75	74	12 9	20 03	35.9	140.5	146.48	0.64	2.50	3.4	3.37	3.28	3.48
76	75	6 9	17 07	63.4	36.67	47.24	1.35	1.30	1.9	1.83	1.79	1.87
77	76	2 1	16 38	16.2	57.18	59.88	1.15	1.75	2.3	2.29	2.08	2.07
78	76	2 3	02 33	38.4	17.43	23.83	2.13	0.51	1.4	1.25	1.41	1.38
79	76	2 6	19 26	82.1	68.67	82.35	0.93	2.25	2.5	2.67	2.39	2.40
80	76	2 11	02 54	80.3	120.00	133.38	0.68	2.50	2.9	3.15	3.12	3.19
81	76	2 11	17 54	81.2	72.33	85.86	0.91	2.30	2.5	2.53	2.45	2.44
82	76	2 14	09 38	81.2	173.30	186.38	0.54	2.50	3.8	3.66	3.71	3.80
83	76	2 17	01 54	90.5	142.7	157.78	0.60	2.50	3.5	3.38	3.40	3.49
84	76	2 18	12 59	82.9	81.00	94.80	0.85	2.40	2.7	2.66	2.58	2.66
85	76	2 18	15 05	81.2	21.33	34.84	1.66	0.87	1.6	1.38	1.54	1.66
86	76	2 19	11 07	82.9	127.4	141.20	0.65	2.50	3.2	3.23	3.21	3.29
87	76	2 21	06 51	83.9	65.50	79.48	0.93	2.25	2.4	2.42	2.34	2.35
88	76	2 23	14 07	82.1	173.2	150.88	0.62	2.50	3.2	3.33	3.32	3.40
89	76	2 26	23 12	82.1	48.93	62.61	1.12	1.85	2.0	2.11	2.05	2.08
90	76	2 28	22 54	82.1	137.1	150.63	0.62	2.50	3.4	3.33	3.32	3.26
91	76	4 12	12 23	39.3	63.67	70.22	1.04	2.0	2.4	2.40	2.23	2.24
92	76	10 8	18 25	38.4	53.4	58.80	1.17	1.70	2.2	2.21	2.05	2.09
93	77	7 7	22 47	55.5	137.1	146.35	0.64	2.50	3.4	3.33	3.27	3.19
94	77	8 6	01 25	18.0	339.5	342.50	0.36	2.50	4.5	4.71	4.91	4.88
95	78	5 20	19 36	88.8	125.4	140.20	0.65	2.50	3.1	3.21	3.20	3.12
96	78	5 28	02 23	93.2	136.7	152.23	0.62	2.50	3.4	3.32	3.34	3.38
97	79	3 15	19 13	37.7	54.52	60.80	1.14	1.80	2.3	2.23	2.07	2.50
98	79	10 22	19 06	35.0	68.57	74.40	1.00	2.10	2.5	2.48	2.30	2.35
δM									$\pm 0.19 \pm 0.17 \pm 0.15 \pm 0.18$			

波的任一部分来计算 M_c ，因此利用完整的尾波，可以选取不同的 t 进行多次计算，从而增加震级测定的置信度。

如果 t 固定量取 $\bar{A}(t)=0.1$ 厘米的时间，这样(16)式简写为

$$M_c = \frac{1}{1.18} [-19.08 + 1.92 \log t + 0.27 t^{1/3} - \log I(f_p) - \log B^*(f_p)] \quad 15 \text{秒} < t < 400 \text{秒} \quad (17)$$

表3中的 M_c 就是用这个公式计算的，其与 M_L 相比较，误差为 ± 0.15 震级单位。

如果将尾波震级的测定限定在仪器记录于某一确定的静态放大倍率 V_0 条件下，略去仪器特性和不同峰频的介质影响（在固定台站，它们的影响是确定的）。那么可以得到简化尾波震级 M_c^* ，其一般形式为

$$M_c = d_0 + d_1 \log t + d_2 t^{1/3} \quad (18)$$

式中 d_0 、 d_1 、 d_2 是常数。应用于丹江地震台，得到该台短周期地震仪在 $V_0=10^5$ 时的简化尾波震级公式为

$$M_c^* = (-0.84 - 0.49 \log t + 0.99 t^{1/3}) \pm 0.18 \quad 15 \text{秒} < t < 400 \text{秒} \quad (19)$$

(19)式 $M_c^* \sim t$ 关系曲线绘于图4中， M_c^* 值见表3。

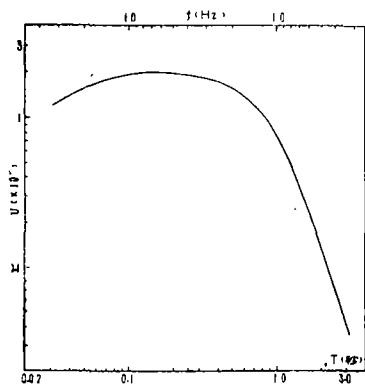


图3 丹江台地震仪典型频幅特性图

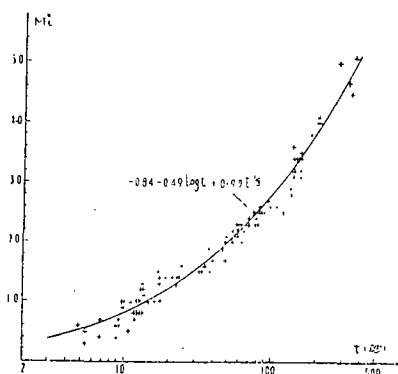


图4 $M_c^* \sim t$ 关系曲线

Fig. 3 A property of frequency range of seismic station at Danjiang

Fig. 4 A $M_c^* \sim t$ relation

七、关于持续时间震级的讨论

1958年比斯特里萨尼(Bisztricsany)发现远震($5 < M < 8$)面波波列的持续时间对数和震级呈线性关系[8]。之后，这个方法应用到浅源近震，仅用记录讯号的持续时间 τ 代替面波波列长度来计算地方震级，许多国家的地震学者都做过这方面的工作。考察历年来的研究报告，总可以观测到地方震级和持续时间对数的关系曲线稍有弯曲，斜率随震级增大。丹江地震台的资料分析也显示出这一点(图5)。因此在 $M_L \sim \log \tau$ 关系中引进 $\log \tau$ 的二次项，其经验公式的一般形式为

$$M_D = C_0 + C_1 \log \tau + C_2 (\log \tau)^2 + C_3 \Delta \quad (20)$$

式中 C_0 、 C_1 、 C_2 、 C_3 为常数。在近震范围内， M_D 与 Δ 的相关性较小，上式第四项总可以忽略不计，公式表示为

$$M_D = C_0 + C_1 \log \tau + C_2 (\log \tau)^2 \quad \Delta < 200 \text{ 公里} \quad (21)$$

将上述两式与(18)式比较，它们都是限定在仪器记录于确定的静态放大倍率条件下测定震级的。

考察 e^x 幂级数展开式

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \cdots + \frac{x^n}{n!} + \cdots \quad (-\infty < x < +\infty) \quad (22)$$

令 $x = \log_e t^{1/3}$ ，($t > 0$)，很容易得到

$$t^{1/3} = 1 + \frac{1}{3 \log e} \log t + \frac{1}{2! (3 \log e)^2} (\log t)^2 + \frac{1}{n! (3 \log e)^n} \log t^n + \cdots \quad (t > 0) \quad (23)$$

略去三阶以上高阶项，代入(18)式，则

$$M^*_c = d'_0 + d'_1 \log t + d'_2 (\log t)^2 \quad (24)$$

式中 d'_0 、 d'_1 、 d'_2 为常数。如果将 t 表示成 $t = \frac{\Delta}{\alpha} + \tau$ (α 是P波速度)，可见， M^*_c 、

M_D 均是 τ 和 Δ 的函数，只不过一个显含 Δ 的影响，另一个隐含。一般讲 $\log t = \log \left(\frac{\Delta}{\alpha} + \tau \right)$ 中 $\frac{\Delta}{\alpha}$ 的影响总是很小的，尤其是 $\Delta < 200$ 公里范围内，如果略去其影响， M_D 和 M^*_c 公式在形式

上近似一致。因此持续时间震级和尾波震级本质上可能具有共性，而 M_D 可以看作是 M_c 的一种特殊情况。如果改变习惯上将 M_D 与 M_L 或 M_S 相联系的做法，在测得大量地震矩的条件下，研究 M_c 和持续时间 τ 的关系，进而用矩震级标度来统一持续时间震级，将有助于震级的研究和统一。尾波震级的论述从理论上为解释持续时间震级的物理基础提供了可能的途径。

利用表3中的地震资料得到丹江地震台矩短周期地震仪在 $V_0 = 10^5$ 时的持续时间公式

$$M_D = (0.66 - 0.60 \log \tau + 0.87 (\log \tau)^2 - 0.00027 \Delta) \pm 0.19 \quad (0.5 < M_D \leq 5.0) \quad (25)$$

显然 Δ 的影响很小，公式可简写为

$$M_D = (0.66 - 0.60 \log \tau + 0.87 (\log \tau)^2) \pm 0.19 \quad (0.5 < M_D \leq 5.0 \quad \Delta < 200 \text{ 公里}) \quad (26)$$

图5绘出了(26)式 $M_D \sim \log \tau$ 曲线。 M_D 的误差为0.19震级单位。计算上述公式使用的 M_L 以多台记录测定震级 M_L 的平均值为依据(表3)。

对于震尾结束时间的判断。本文在应用丹江台地震资料时，为了计算方便，将 τ 和 t 的量取均线性归一到仪器处在静态放大倍率 $V_0 = 10^5$ 工作状态下，选取这种情况下记录图尾波双振幅衰减至1毫米时作为震尾结束时间。也就是选取每张地震图中两倍平均地面位移衰减至0.01微米所对应的时间作为震尾结束时间。正常量图

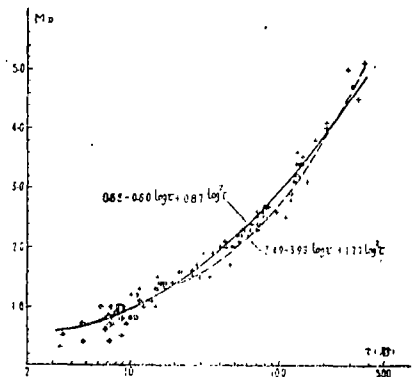


图5 $M_D \sim \tau$ 关系曲线
Fig. 5 A $M_D \sim \tau$ relation

中,震尾结束时间的实际判读误差 $\delta\tau$ 总可以做到 $10\text{秒}<\tau<20\text{秒}$ 时, $\delta\tau<1.5\text{秒}$; $20<\tau<100\text{秒}$ 时, $\delta\tau<2\text{秒}$; $100<\tau<300\text{秒}$ 时, $\delta\tau<5\text{秒}$; $300\text{秒}<\tau$ 时, $\delta\tau<10\text{秒}$,从而保证其对震级的影响小于0.07震级单位。(25)、(26)式得到的震级精度在目前震级量度标准所允许的范围内。这个公式适用于丹江地震台测定地方震级。

此外,利用同样方法,由表3中 $M_L>1.0$ 的72个地震资料得到

$$M_D^* = (3.49 - 3.93\log\tau + 1.77(\log\tau)^2 + 0.0018\Delta) \pm 0.17 \quad (1.0 < M_D \leq 5.0) \quad (27)$$

$$\text{或 } M_D^* = (3.49 - 3.93\log\tau + 1.77(\log\tau)^2) \pm 0.17 (1.0 < M_D \leq 5.0 \quad \Delta < 200\text{公里}) \quad (28)$$

用这两式计算震级的精度略有改善。(28)式关系曲线也在图5中给出。

八、结 论

利用地震尾波的任一部分可以测定地震尾波震级 M_c ,它是直接与震源地震矩相联系的,可以看作是持续时间震级的一种广义形式。和 M_L 一样都可用来量度近震的强度,从而在理论上为解释持续时间震级的物理基础提供了可能的途径。在数值上 M_c 、 M_D 、 M_L 近乎相等。丹江口及邻区地震资料的分析结果证明了这一点。另外,利用简化尾波震级公式计算的 M_c^* 较之 M_D 适用的震级范围内稍广些,测定的精度有所提高,由于 M_c 的推导是在地震区、台站一个较大范围的统计基础上得到的,可以不受台站对于震中的方位影响,方便于区域台站测定地方震级。

(1981年3月6日收到初稿1982年9月20日收到修改稿)

参 考 文 献

- [1] Akamatsu, J. (1980). Attenuation property of coda parts of seismic waves from local earthquake. Bull. Disas. Prev. Res. Inst., 30, 1, 68.
- [2] Aki, K. (1969). Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. J. Geoph. Res., 74, 2, 615—631.
- [3] Aki, K. & Chouet, B. (1975). Origin of coda wave: source attenuation and scattering effects. J. Geoph. Res., 80, 23.
- [4] Takano, K. (1971). Analysis of seismic coda waves of ultra micro-earthquakes in the Matsushiro area—A comparison with Parkfield, California. J. Phys. Earth., 19, 209—215.
- [5] Johsos, L. R. & Mc Evilly, T. V. (1974). Near-field observations and source parameters of central California earthquakes. Bull. Seism. Soc. Am., 64, 1855—1886.
- [6] Bakun, W. H. & Lindh, A. G. (1977). Local magnitudes, seismic moments and coda duration for earthquakes near Oroville, California. Bull. Seism. Soc. Am., 67, 615—629.

- [7] Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes. *J. Geoph. Res.*, 82, 2981—2987.
- [8] Bisztricsany, E. (1958). A new method for the determination of the magnitude of earthquakes. *Geofiz. Kozlemen.*, 7, 2, 69—96.
- [9] Suteav, A. M. and Wuitcomb, J. H. (1979). A local earthquake coda magnitude and its relation to duration moment M_0 , and local Richter magnitude M_L . *Bull. Seism. Soc. Am.*, 69, 2, 353—368.

PRELIMINARY RESEARCH OF LOCAL EARTHQUAKE CODA MAGNITUDE

Yan Zunguo Shi Rongmei

(*Institute of Seismology, State Seismological Bureau*)

Abstract

The seismic coda wave of local earthquakes are composed of back scattering waves owing to numerous randomly distributed heterogeneities in the earth's crust. On this view, in consideration of linear relation between the seismic moment and the local Richter magnitude, a formula of the coda magnitude M_c is derived by using seismic coda of any lapse time, measured from the earthquake origin time. Its simplified form may be consistent with the relation of the duration magnitude M approximately. We may regard M_c that describes the size of the seismic moment of the focus as a generalized form of M . Hence a possible way is proposed for the explanation of the physical background for the duration magnitude.

In Danjiangkou and its nearby regions a quality factor of coda wave, a function of the medium and a expectancy relation between the seismic moment and the local Richter magnitude are attained by applying to the data from the Danjiang Station. At the same time, we found a formula of the duration magnitude and a simplified formula of the coda magnitude for the station.