

国际地震论文专辑

84—2 (总 5)

地震震级研究



国家地震局情报资料室

一九八四年

编 者 的 话

国家地震局情报资料室根据地震科研的需要和广大科研人员及台站工作人员的要求,由我室主办《国际地震论文专辑》。初步拟定出七个专辑。

1. 中日苏美地震预报研究计划与现状
2. 地壳形变与地震
3. 第四纪活动断层与地震活动性研究
4. 地震观测技术
5. 地震小区划研究
6. 地应力与地震
7. 地震震级研究

论文专辑主要反映本学科最新研究现状、进展、动向,介绍其新理论、新方法和新技术。每个专辑所收集的论文是经过严格挑选,基本达到内容新,有代表性的要求。在专辑中有综述文章,扼要地介绍该学科研究概况,有的专辑附有该学科近年来主要论文目录,为地震科研人员提供比较系统完整的参考资料。

本文集为《地震震级研究》。震级是地震的一个重要参数,地震学研究中一个重要课题。它不仅牵联着整个地震学,而且与地震工程学和地质学的关系十分密切。国际地震学界为震级的客观化和标准化作了很大努力。本专辑就反映了这方面研究的进展,内容涉及各种震级、量规函数、震级的定量化和标准化和震级的物理意义。为了使读者全面了解震级研究的历史,本专辑还收集震级研究上占重要地位的经典著作和震级研究的论文目录。本专辑较全面反映了国外有关震级研究的来龙去脉,研究动态和发展趋向,可供地震、地球物理、地质和工程抗震研究人员以及大专院校有关专业师生参考。

本专辑是由江苏省地震局情报资料室组稿,国家地震局情报资料室编辑出版。

责任编辑 郑嘉炯 卢振恒 李桂莲 王晓平

《地震震级研究》

目 录

震级—近期研究与目前趋势	M. Bath (1)
各种震级之间的关系	宇津德治 (37)
P波、S波和体波震级的振幅谱	R. Nortmann等 (61)
正常型、红色和兰色的地震—用体波震级进行 地震分类的一种新方法	R. Nortmann (73)
北美东部地震波的衰减和震级关系	O. W. Nuttli (79)
震级— M_L 与 m_bL_g 关系	R. B. Herrmann等 (88)
震级与地震谱特性的测定	S. J. Duda等 (94)
面波振幅与浅震震级	B. Gutenberg (110)
1904—1952年间浅源大地震的震级	R. J. Geller等 (117)
单色震级	S. T. Duda (125)
地震的震级和能量	C. F. Richter (132)
震级标度的标准化	N. BaHuK等 (141)
地震的震级标度和定量	金森博雄 (146)
仪器的震级标度	C. F. Richter (154)

震级—近期研究与目前趋势

M. Bath

摘 要

对震级测定及其有关的研究来说,1967年IASPEI苏黎世会议所通过的震级建议起了稳定和刺激的作用。1967年以来,震级研究的论文几乎平均每周一篇,成为地震学中最常研究的一种地震参数。新的装备和较精确的方法,例如有关的仪器设备和解释技术已可能对早期的成果加以改进。震级标度已经扩展,可用于各种震中距离、震源深度、波型和周期。震级—频度关系已成为地震学的实践与理论领域内研究得最多的方程式。这个方程已得到广泛的应用,例如估计未来地震的最大震级—这是一个地震预报中的重要课题。震级也为其他震源参数,如地震波能量、断层长度、地震矩等提供重要资料。由不同类型的震级间的关系可以得到关于震源性质的有价值的信息。例如,体波震级与面波震级的关系能有效地识别地震和地下核爆破。本文的目的是对苏黎世会议以来(1967—1980)的震级发展加以评述。一方面,地质学者、构造物理学家和工程师需要一种概括的了解,另一方面,地震学家,也需要对大量的文献有一个概括的介绍。

符 号

下面的符号大多是本文中经常使用的，其他的符号在文中将作出说明。

- A 位移振幅，微米
- D 断层面上的平均滑移，米，厘米
- E 地震波能量，尔格
- f 振动频率 = $1/T$ ，赫兹
- f_0 拐角频率，赫兹
- F 总的有感（宏观地震）面积，公里²
- $F_4, F_5, \dots$ 4, 5, ...度等震线内的宏观地震面积，公里²
- h 震源深度，公里
- H, H' 分别为中长周期和短周期的水平分量
- ln 自然对数
- log 以10为底的对数
- L 断层长度，公里，厘米
- m, 体波震级
- M 一般震级， $M_1 \leq M \leq M_2 = M_{\dots}$
- M_L 里克特地方震级
- M_s 面波震级
- M_0 地震矩，达因·厘米
- N 单一频度
- Σ_N 累积频度
- $q(\Delta, h)$ m_s 的量规函数
- Q 品质因子
- s 浅源地震深度， $h \leq 50 \text{ Km}$
- S 断层面积，公里²，厘米²
- t 走时，秒
- T 地震波周期，秒
- T_p 前兆时间，年、月、日
- W 断层宽度，公里，厘米
- Y 爆破当量，千吨
- Z, Z' 分别为中—长周期和短周期的垂直分量
- γ 吸收系数，度⁻¹
- δ 有限差
- Δ 震中距，公里
- Δ° 震中距，度
- $\delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ 应力降 = 初始应力减最终应力，巴
- τ 记录持续时间，秒

ω 角频率 = $2\pi/T$, 度/秒

IASPEI 国际地震学和地球内部物理学联合会

ISC 国际地震中心

JMA 日本气象厅

LASA(LAO) 大孔径地震台阵, 美国蒙大拿

NORSAR 挪威地震台阵

NTS 美国内华达试验场

USA NEIS (国家地震情报服务处), USGS (美国地质调查局) 及其前身 (文献中有各种缩写: NOAA, NOS, NGSDC, USCGS, CGS) 的通用符号

WA 伍德—安德森标准地震仪

WWSSN 全球标准地震台网

震级的早期发展

地震‘大小’或‘强度’的可靠而标准的度量, 不仅对于地震分类, 而且对于所有的构造物理和工程方面的应用显然都是需要的。然而, 值得注意的是, 在地震学历史上, 自从装配了早期的地震仪以来, 半个世纪过去了, 还没有一个普遍适用的震级标度。这种迟缓, 在某种程度上说明震级标度的发展, 较之地震的定位和定时方法具有较大的困难性。以下各点是1967年苏黎世建议之前震级研究早期发展的最重要里程碑。

(1) 里克特 (1935) 对南加州地震引进了地方震级标度 M_L 。虽然用伍德—安德森扭转型地震仪记录定义的 M_L 具有相当的任意性, 但这个定义很方便, 尤其重要的是, 它是震级进一步发展的基础。振幅—距离关系是对南加州提供的, 不适用于其他地区。

(2) 古登堡 (1945a) 提出了基于 15° — 130° 距离范围内浅震、20秒面波的震级 M_s 。从理论与实践上计算了振幅—距离校正, 包括几何扩散、吸收和散射的影响。面波震级的大小调整到与 M_L 相一致的程度, 最后公式为:

$$M_s = \log A + 1.656 \log \Delta^\circ + 1.818 \quad (1)$$

在这个阶段, 他坚信, M_L 与 M_s 两种标度之间的完全一致是能达到的。

(3) 古登堡 (1945b) 引进了基于浅震 P、PP 和 S 波的体波震级 m_b , 其标度用 (2) 式校准到与 M_s 一致:

$$m_b = \log(A/T) + q(\Delta) + 0.1(m_b - 7) + C, \quad (2)$$

给出的振幅—距离校正 $q(\Delta)$ 综合了理论与观测的结果, 包括了几何扩散与滞弹性吸收的两方面影响。对 PH、PZ、PPH、PPZ、SH 分别列出表格。C_i 是台站校正。为了达到 m_b 和 M_s 的一致, 在方程 (2) 中必须包括有改正项 $0.1(m_b - 7)$, 纵波甚至是 $0.2(m_b - 7)$ 。这是我们第一次面对这样的事实, 即没有改正项使面波与体波震级标度不一致。

(4) 古登堡 (1945c) 将 (3) 中的体波震级扩展到包括任意深度的地震。震级的定义是这样扩展的, 若两个不同深度的地震具有相同的地震波能量, 则它们应具有相同的震级。因此, 地震波能量就成为具有首要意义的参数。PH、PZ、PPH、PPZ、SH 的量规函数 $q(\Delta, h)$ 用图表列出。“一个地震——一个震级”显然是震级定义的最重要原则。它意味着, 一个地震应有一个也只有一个震级值, 而不管震级是取作 m_b , M_s 或 M_L 。

(5) 古登堡和里克特 (1956) 改进了 PH、PZ、PPH、PPZ、SH 的量规函数值,

m_s 用(2)式计算时略去了改正项 $0.1(m_s - 7)$ 。最重要的事实是,现在已经清楚地认识到,面波与体波的震级标度是不同的,这意味着不能在数个震级的整个范围内作到一致。因而给出了 m_s 与 M_s 之间的关系:

$$m_s = 0.63M_s + 2.5 \quad (3)$$

或 $M_s = 1.59m_s - 3.97$

引入一种统一震级的新概念,它定义为 m_s (直接由体波求得)和 m_s (由 M_s 用(3.1)式计算求得)的加权平均;参看Geller和Kanamori(金森)(1977):

$$m_s(\text{统一}) = (\frac{3}{4})m_s + (\frac{1}{4}) \cdot (0.63M_s + 2.5) \quad (4)$$

可见,虽然已认识到 m_s 和 M_s 是不同的震级标度,但仍试图遵循“一个地震——一个震级”的原则。作者们还进一步说,“如果需要”, m_s 可定义为:

$$m_s - 7.0 = \log(A/T) \quad (5)$$

(对PZ、 $\Delta = 90^\circ$, 浅震)

但是,考虑到震级已发展到这个阶段,这种“定义”既不完全,又无必要了。

(6) 里克特(1958)修改了统一震级的概念,把它定义在面波的基础上(Geller和Kanamori, 1977):

$$M_s(\text{统一}) = (\frac{1}{4})M_s + (\frac{3}{4}) \cdot (1.59m_s - 3.97)$$

对 $h < 40\text{Km}$

$$M_s(\text{统一}) = 1.59m_s - 3.97 \quad (6)$$

对 $h = 40 - 60\text{Km}$

(7) 表面上看来,似乎震级问题已经在1945或最迟在1956年彻底解决了。在五十年代和六十年代,古登堡和里克特的基本公式已越来越多地应用于世界各地的台站、台网和地震机构。通常,各台站导出自己的公式以最佳情况满足古登堡—里克特方程。结果,一些缺乏定义的震级标度投入应用,很难说它们是那一种震级,往往出现远远超过测量误差的离散。因此,在1967的IASPEI的苏黎世全会上有必要第一次收集有关各台站和地震机构的震级计算方法的资料,并首次推荐测定震级的标准技术(Bath, 1969)。

(8) 苏黎世会议有关震级测定的建议是关于($\Delta \geq 20^\circ$)的远震的。面波震级 M_s 和体波震级 m_s 用下列方程计算并分别作出报告:

$$M_s = \log(A/T)_{\dots} + 1.66 \log \Delta^\circ + 3.3$$

$$m_s = \log(A/T)_{\dots} + q(\Delta, h) \quad (7)$$

$$m_s = 0.56M_s + 2.9$$

M_s : $(A/T)_{\dots}$ 指瑞利波的水平分量; $T = 20 \pm 3\text{sec}$, 只适用于浅震($h \leq 50\text{Km}$), $\Delta = 20^\circ - 160^\circ$ 。方程(7.1)中的1.66和3.3是各种量规函数的统计平均结果。观测表明,由(7.1)求得的 M_s 与(6.1)求得的 $M_s(\text{统一})$ 相当一致。 m_s : $(A/T)_{\dots}$ 可对所有的有量规函数的波型(PZ, PH, PPZ, PPH, SH)进行测定, $q(\Delta, h)$ 用古登堡和里克特(1956)的结果。

强烈要求台站在报告计算的震级的同时,发表其所用的振幅和周期值,并鼓励测定台站和震中的校正值。建议的一个重要方面是,承认 m_s 和 M_s 表示两种不同的标度,应予分别报告而不要组合成任何一种统一的震级。由(7)式所概括的苏黎世会议建议已在国际上为一些大的资料中心,如ISC, USA及很多的国家台网和单台所采用。因此,这种标准化证明是十

分有用的。

上述的回顾，着重点在于强调，它们关系到苏黎世会议以后，即1967以来震级的发展。有两点具有特殊意义，一是自1935年开始逐渐发展起来的震级定义，另一点是若干波型的应用，开始应用于包括各种震源深度的地震，继而又发现需要包括较宽的震源波谱范围。考虑到实际上地震学的每个方面都包括有震波的计算，因此有关震波的完整叙述几乎就等于写一本地震学的教科书。由于文献极其广泛，本文中必须有所限制。只包括那些与震级问题直接有关的文章。除少数以外，所涉及时间仅限于1967—1980年，虽然这个期间内许多进展基于早期的结果，但只采用一些通常可资应用的文献，不包括那些发行量有限的报告。由于语言关系作者不能阅读一部分文献，若有可读的文摘，一般也收集了。原始研究的论文比之书评更有帮助。除开这些和某些其他一些限制，我确信，本文已概括了1967至1980年初期间震级方面的具有代表性的成果。

近期发展概况

苏黎世会议以后这段时期，地震仪器和资料处理方法的长足发展对于震级研究具有重要的影响。

地震仪

在古登堡提出远震震级时，中等周期地震仪是主要的仪器，因此P波周期约为5秒，S波约为10秒。1960年后，特别是由于WWSSN的建立，在全球范围内，地震仪器有了显著的改进并标准化。频谱复盖向短周期和长周期方面延伸。这种延伸对震级概念的发展和波谱的结构十分重要：

(1) 短周期仪器对P波在1秒附近的弱震的检测是不可缺少的，按这种短周期仪器记录计算的 m_s 与古登堡的中长周期的结果存在着系统偏差。因此，能检测小震的优点与均匀震级测定的困难是联系在一起的。

(2) 长周期和超长周期地震仪对于记录巨大地震特别有用。对这种地震，能量的相当部分出现在百秒量级的面波。这种情况也要求扩展震级的标度。

波谱

加强波谱的研究特别有助于震级问题的理解，并能促进它的进一步发展（详情参看Bath, 1974）。地震的远场波谱（图1）可描绘成由平坦的低频段和倾斜的高频段（一般假定以 f^{-2} 或 f^{-3} 衰减）两部分组成。两段的交点定义为拐角频率 f_0 。远场谱与震源特性间存在着简单的关系。

为说明起见，我们从Hanks和Thatcher (1972)以及Thatcher和Hanks (1973)的有益收集中选择了一些公式。低频振幅谱的水平 Ω_0 决定地震矩 M_0 ：

$$M_0 = 4\pi\rho\beta^3\Omega_0\Delta/0.85$$

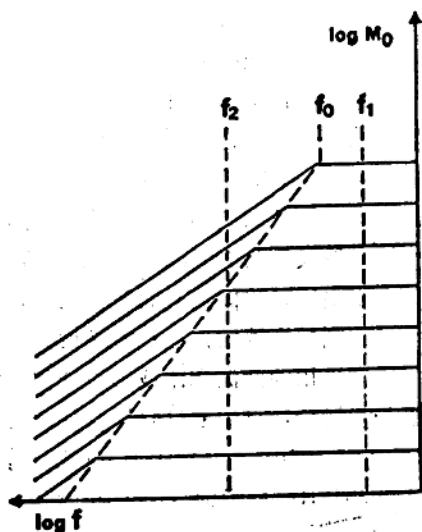


图1 远场震源谱示意图

$$\rho = \text{密度}, \beta = \text{S波速度} \quad (8)$$

拐角频率与震源尺度 $r = L/2 =$ 断层面半径有关

$$r = 2.34\beta/2\pi f_0 \quad (9)$$

由 M_0 和 r 得到应力降 $\delta\sigma$:

$$\delta\sigma = (7/16) \cdot M_0 / r^2 \quad (10)$$

虽然这些关系仅限于南加州地震 ($M_0 = 10^{19} - 10^{20}$ 达因·厘米, $f_0 = 0.1 - 10$ 赫兹, $r = 0.1 - 10$ 公里, $M_L = 2 - 7$, $\delta\sigma = 0.3 - 200$ 巴) 的S波谱, 但它具有普遍的意义。

由于 $\log M_0$ 与震级线性 (至少是近似如此) 相关, 故图1中纵座标大致相应于震级的线性化标度。可见, 不同的频率 (周期) 间有重要的差别。基于长周期资料 (图1中 f_1) 的震级, 只要是穿过波谱的平坦部分, 我们就有线性的震级标度。另一方面, 对于基于短周期资料 (图1中 f_2) 的震级, 低震级时有时可能穿过波谱的平坦部位, 而高震级时穿过倾斜部位。在后一部位, 间距缩短, 导致震级标度的饱和。短周期体波震级正是这种情况。这种考虑是在苏黎世会议作出的关于 m_b 和 M_s 分别报告和不能结合成任何统一的震级的建议以后提出的。地震矩 M_0 的优越性在于不存在饱和问题, 因为它只涉及波谱的平坦部位。

图1的波谱比之真实波谱自然是过于一般化和简单化了。但根据这个简单的图象, 我们可以设想各种震级资料的组合情况, 这些资料对于充分完善地描述地震的大小是必需的:

(1) 若已知拐角频率 f_0 和高频时的斜率, 则足以给出平坦部位的震级 (巨大地震的 M_s 或其相当的量) 或地震矩。

(2) 若已知高频时的斜率, 则平坦部位的震级和倾斜部位的震级 (m_b) 足以确定整个波谱。

(3) 若拐角频率与高频斜率均未知, 则可用一个平坦部位的震级和两个倾斜部位的震级值 (不同频率) 来确定总的波谱。

(4) 最后, 若我们抛弃图1所示的简化波谱, 则需要整个一系列的不同频率的震级值才能充分地描绘波谱 (Duda, 1978)

实际上, 根据震源机制, 饱和效应可按下述的方式来理解。对于较大的地震, 能量的释放是通过传播断层在时间和空间上延续的。短周期波 (P) 是由相继的瞬时破裂引起的, P波列表示一系列的破裂, 其中每一个起始正好对应一次破裂 (参看 Nagamane, 1972)。另一方面, 较长周期的面波, 是震源运动的积分, 表示整个现象的联合效应。20±8秒周期的面波, 波长约为50—80Km, 它对于断层长度显著大于此波长的震源运动的积分是不充分的。由于主运动移向更长的波, 因此, 当断层长度超过50—80公里时, M_s 发生饱和。

考虑到整个波谱, 显然震级按长周期、中等周期和短周期 (不管用什么波型) 分类, 要比按通常应用的面波和体波震级分类更好些 (Nuttli, 1973b)。对于与震级测定有关的波谱的进一步讨论, 可参看 Haskell (1964, 1966, 1969), Aki (安艺) (1967, 1972), Berckhemer 和 Jacob (1970), Randall (1973), Thatcher 和 Hanks (1973), Tsujiura (1973), Bakun 和 Bufe (1975), Frasier 和 North (1978)。

震级问题

震级公式的发展实质上是理论与观测相协调的过程, 也就是说, 包括尽可能多的与客观相符合的理论。若能提出一个“严格”的震级公式, 则其独立变量不只是 A/T , Δ 和 h , 还有 $K =$ 震源特性 (震源机制和谱), $P =$ 路径性质 (吸收、几何扩散、频散) 和 $R =$ 接收点

性质(地质条件、仪器), 参看Bath (1974, P273):

$$M = M(A/T, \Delta, h, K, P, R) \quad (11)$$

还没有作过一些努力以寻求方程(11)的一般表达式(Purcaru和Zorilescu, 1970)。A/T, Δ 和h已证明可用简易的方法可靠地测定, 变量K、P和R的单独测定会出现不可克服的困难。作为一种实际的摆脱这种困境的方法, 我们将方程(11)简化如下:

$$M = M(A/T, \Delta, h) + C_k + C_r \quad (12)$$

其中 C_k 和 C_r 分别表示震源和接收点的校正值(参看Marshall等, 1979)。就给定的震源区和给定的台站而言, 这些是常数。通常 C_k 和 C_r 未知, 因此被略去, 则得近似式

$$\begin{aligned} M &\cong M(A/T, \Delta, h) \quad \text{对任意深度 } h \\ M &\cong M(A/T, \Delta) \quad \text{对浅震 } h \leq 50 \text{ km} \end{aligned} \quad (13)$$

一般震级的单个估计值无疑很离散。除了不可避免的测量误差而外, 我们必须使用的是近似关系式。

无论是对单个台站, 或一般说对一组有限的台网, 地震学家们通常必须面对的问题是确定他们自己的震级公式。为适用起见, 任何提出的这种公式都必须满足如下两个条件:

- (1) 对于任一给定事件, 计算的震级应与震中距无关。
- (2) 计算震级应与某些已经确立的震级标度相符。

为达到这些目标, 可采用各种不同的技术, 但取决于观测资料:

(1) 对于远震事件($\Delta > 20^\circ$), 应用国际上所采用的如方程(7)所示的公式, 以及确定台站和地区的校正值, 通常是足够精确的。参照已有的震级进行校准。

(2) 对于区域性或近地区性的事件($\Delta \leq 20^\circ$), 由于衰减特性的区域性变化, 一般需要专用的公式, 在这种情况下, 由于事件不大, 远震震级定不出来, 这就需要采用震级定义来标定震级。

(3) 联合震级测定法(JMD), 对于有限的震中与台站组合提供了一种震级公式和区域台站校正值联合测定的有用方法。在原理上, 这种方法可由下述一般的震级公式出发加以说明:

$$M_i = \log(A/T)_{ij} + a \log \Delta_{ij} + b + C_j + C_k \quad (14)$$

式中i, j, k分别指地震, 台站和震源区。设 M_i 、 $(A/T)_{ij}$ 和 Δ_{ij} 为已知, 其余量为未知, 则未知数为j+k+z, 方程数为i·j。最小二乘法的求解条件显然为

$$i \cdot j > j + k + 2 \quad (15)$$

这是不难满足的。用 $q(\Delta_{ij})$ 代替 $\log \Delta_{ij} + b$ 并表成阶梯函数(n阶), 则条件(15)变成

$$i \cdot j > j + k + n \quad (16)$$

参看Bolt和Freedman(1968), Von Seggern(1973), Christoskov等(1977a, 1979)。

(4) 在推导用于地震学早期地震仪的震级公式时需要特别小心, 因为通常仪器常数不完全知道(参看Casal等, 1977; Kanamori和Abe, 1979)。

震源、路径和接收点的影响

震源辐射和路径性质的影响, 在一些震级的研究中, 包括观测(Wu, 1968; Willis等, 1972; Kurochkina, 1977; Noguchi和Abe, 1977; Ringdal, 1977)和理论(Von Seggern, 1970; Calcagnile和Panza, 1973)两方面都有所报导。要明显地区分震源和路径的影响在观测上可能是困难的, 除非利用较完善的地震台网获得震源机制解。震源辐射的影响对不同波

型和不同震级是不相同的,与 m_s 相反, M_s 与断层机制关系比较明显(Ritsema,1977)。由P波初动计算的 m_s 与震源辐射的关系比用该波列极大值计算的 m_s ,自然要密切些。为了减少计算震级时的有害的影响,提出了下面几种方法:

(1) 以一个球对称源代替给定的震源,用其振幅估计震级。为了确定对称源的振幅,采用了各种方法,例如,取震源球上A的均值(Syed和Nuttli,1971; Udias, 1971)或地球表面上 A^2 的均值(Jarosch,1968),即:

$$\pi A^2 = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \int_0^{2\pi} A^2(\theta) d\theta \quad (17)$$

θ 为震中—台站方位角。最后,也可取震源球面上辐射能E的均值(Chandra,1970)。若给定每个地震区某种平均的震源机制,则通常任何一种方法均可用于计算。实际上,Chandra的逼近法看来是最恰当的,但其结果的精度仍难以提高。

(2) 当震源辐射对计算震级的 $(A/T)_{\max}$ 有影响时,建议用其他的表征震源大小的无方向性参数来代替这个参数。有一些这样的参数,其中地震矩是最重要的一個。Ben—Menahem(1977)提出了这个建议并给出一些 M_s 的有关公式(以下指面波震级)。其他的这类公式在最后一节中给出。

(3) 与震源机制相比,震源附近的构造条件,特别在消减带,对于远震P波震级,即使在位置相差 1° — 2° 的台站上也可能引起明显的变化(Plomerova和Babuska,1979)。采用的改正方法是同样的。

(4) 路径性质对计算 M_s 甚为重要。正如Mcgarr(1969)所指出,横向的相速度变化具有聚焦和焦散“透镜”作用,导致振幅的变化。对同一个震源,不同路经间的振幅变化可达10倍或 M_s 达1.0的偏差。这个结果系对垂直分量的20秒瑞利波而言的,而相应的长周期P波的变化只有1.4倍。可参看面波震级部分。

(5) 上述的方法和讨论是建立在现象的物理学基础上。还有一些其他的方法,侧重于统计方面。例如,分布良好的全球地震台网所提供的平均震级预计与震源和路经的影响无关。或者,当仅有一组有限的台网可用时,可用校正值计算震级。无论那一种方法,都力图接近实际情况。看来,似乎经验方法不仅简单而且有效和精确。

在某些研究中,研究了台站校正 C_r 与震中距,方位和震级的关系。可以认为, C_r 随震中距和方位的变化也包含了震源的校正 C_s ,考虑到震源辐射和路径性质两个方面,这种变化在不同地区是不同的。若 C_r 随震中距同步地变化,这可能与不适当的距离校正有关,而 C_r 随震级的同步变化,则可能表明使用了不适当的震级标度。在地震文献中,拥有很多适合于单台和台网的(例如由于周期随震级而增加)公式和校正值,参看表I、IV、V、W、还有Luosto(1967), Padmanabhamurty(1969), Gupta等(1970), Porter(1970), Walzer(1970), Payo Subiza(1971), Watanabe(1971), Finetti和Morelli(1972), Radu和Zamarca(1974), Kanbayashi和Ichikawa(1977), Yamagishi和Wakui(1977), Rafiq(1978)等。

一些东欧地震学家在十多年的时间内提出了一种也许是最先进的震级校正系统(Vanek和Tskhakaya,1967;Christóskov等1974,1977a,b,1978,1979; Vanek和Kondorskaya,1974; Vanek等,1975,1976,1978)。在计算台站和地区校正值时,通过用迭代法来处理各台之间的所有可能偏差,力图把若干欧亚台站紧密联系在一起。由于有效的校正值加

上普遍均匀的路径,使单个 m_s 值的标准偏差,对PZ和PH降至0.04—0.05,对PZ降至0.055~0.06。这项重要的研究无疑是在正确的方向上,即建立震级计算的全球均匀震级系统前进了一步。一个基准台(Obninsk)提供一种方便和良好定义的参考系统。但是,将观测数据归一化到一个基准台是否适当,还可能引争议。不论台站装备如何精良,仪器多么灵敏,或者其地质条件如何均匀,每个台站都要受到震源和路径的影响。用一些定义良好的平均震级,代替特定台站的震级 M ,应严格认为这些平均震级是无偏的,是更有代表性的基准。此外,这个问题也可结合全球震级系统的发展。

震级概念的现状

震级的优点,一方面是由于它在任何给定的情况下,只要有适用的可靠公式就能很容易地测定,另一方面,它至少能提供关于其他震源参数,如地震波能量,地震矩,断层长度等的近似资料。尽管如此,也出现反对震级概念的批评,特别来自以下方面:

(1) 震级缺乏物理量纲,定义贫乏,与震源处的现象关系模糊,大震时还出现饱和。如果震级能用释放的地震能量代替,这种缺陷将会消失。然而遗憾的是能量在测定方法的简便性和可靠性方面是不足取的。另一个方案是,用地震矩 M_0 来代替震级(其中如Berckhemer和Jacob,1970)。 M_0 有清楚的物理量纲,明确的定义,与震源机制有明显的关系,而且不存在波谱饱和的问题。但是,虽然地震矩具有能量的量纲,但它不等于释放的地震波能量(Ohnaka,1978)。此外, M_0 也不像震级那样适用,特别对早先的地震资料不能应用。另一个类似的建议是用垂直向地动加速度来代替震级(Fiedler,1980)。

(2) 任何震级只属于单一周期 T (积分震级除外,见下),也就是说,是“单色的”(Adams,1977,Duda,1977a,b),这种用一个简单的数字描述如此复杂的地震现象显然是过于简单和不足了。震级与能量、或与其他震源特性间普遍适用关系是不能接受的。对每个地震,我们需要一整套的不同波型,不同周期的震级值才能尽可能完善地表现该地震的波谱。然而,对任一个地震给出许多震级值只限于分类目的,而对计算其他震源参数则难以应用。报告每个地震一、二个震级的标准方法是基于地震事件之间具有波谱的某些相似性的假定。不考虑这种相似性以及震级与其他震源参数的关系,实际上就是放弃震级概念本身。

通常,涉及到有关震级的任何批评,我们都必须记住提出震级是为了什么,例如,地震的简单分类对震级精度的要求较之计算其他震源参数要低。上述的批评是非常有益的,它可以增进我们对于震级以及作为整体的地震现象的理解。

面波震级

本节的出发点是IASPEI的面波震级计算公式(7.1)。苏黎世会议以后,更多、更精确的观测资料可用来校验这个公式,并加以适当的修正以扩大其在各种震中距、震源深度、地震波周期和波的类型情况下的应用范围。

地震记录的测量

在采用IASPEI的公式(7.1)时,我们需要测知17—23秒范围内水平向瑞利波的最大地动速度或 $(A/T)_{\max}$ 值。虽然看来这似乎是很普通的工作,但有几点必须小心,其中有些适用于其他的震级公式:

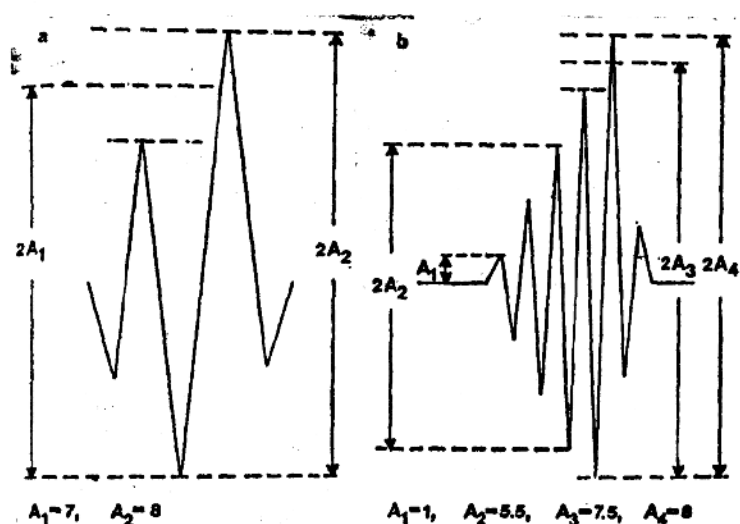


图2 记录振幅的不同测量方法, a)面波, b)体波

(1) 按规定应使用 $(A/T)_{\max}$, 偶而也用 $A_{\max}/T$ 代替。由于限定了周期范围, 这种差别一般是不大的。

(2) $(A/T)_{\max}$ 系指地面的质点运动, 而不是记录曲线的波动。由于仪器的响应曲线形状, 这两个极大值可能不一致。

(3) 极大振幅现在通常取极大峰—峰值之半 (图2a中的 $2A_2$), 而古登堡 (个人通讯, 1950) 及其继承者取作 $2A_1$ 的一半, 相当于三个相继振幅的加权平均值。

(4) $(A/T)_{\max}$ 应取 17—23 秒范围内之值, 即使在此范围以外有 (A/T) 的最大值, 若无适用的量规函数也不采用它, 周期完全不同的地震波具有与方程 (7.1) 所假定的不同的衰减。 $\Delta < 20^\circ$ 正是这种情况, 在此范围内短周期波占优势。

(5) 最大水平振幅可取两水平分向的同时振幅或最大振幅的向量和。在某些情况下, 后者可能明显地超过前者。

(6) 在最后 (5) 所述的步骤中, 勒夫波可能起显著的作用。但是, 严格说来勒夫波即使它具有比瑞利波更大的振幅, 也应严格舍去不用。某些作者也将方程 (7.1) 用于勒夫波, 对此尚需作专门研究来证实。例如 Kanamori 和 Miyamura (1970) 发现对 1923 年的关东大震, 勒夫波和瑞利波的震级没有显著的差别。Nuttli 和 Kim (1975) 发现将它们近区的公式 (表 1) 用于勒夫波或垂直向瑞利波, 得到相同的 M_s 。

(7) 若 M_s 定义为两个分向 (E 和 N) M_s 的平均值, 或在 IASPEI 公式 (7.1) 中只采用一个分量 (E 或 N), 则其结果与古登堡的公式 (1) (采用 $(A_z^2 + A_h^2)^{1/2}$) 非常一致 (参看 Abe, 1979b; Abe 和 Kanamori, 1980)。

(8) 近期的发展几乎完全限用垂直分向的瑞利波。方便在于, 一是只需测量一个振幅而不是两个, 另方面是不存在勒夫波的干扰。在很多情况下, IASPEI 公式可以无毫改变地应用于 Z 分向。但是, 对 Z 分向, 正确的方法是, 如果衰减项认为可以成立, 则至少应检验一下常数项。在均匀结构情况下, 对瑞利波有: $A_z = 1.47 A_h$ (Bullen, 1963, P 30)。这表明, 常数项要减少 0.2。由于台站地区的分层结构, 因此不同台站这个常数略有变化, 它是

表 I 面波震级 M_s

参考文献	M_s 公式	Δ°	T (sec)	地区和注释
Solov'ev and Solovyeva (1968)	$\log(A/T)$ vs Δ°	0—20		堪察加—千岛; $h=s$ 深度
Christoskov (1969)	$\log(A/T) + 1.71 \log \Delta^\circ + 3.07$ $\log(A/T) + 1.27 \log \Delta^\circ + 3.81$	<20 <20		$M_s < 6.5$; Sofia 台 $M_s > 6.5$
Wagner (1970)	$\log(A/T) + 1.66 \log \Delta^\circ + 2.4$	<20	4—12	北美+印度
Basham (1971)	$\log(A/T) + 0.79 \log \Delta^\circ + 4.54$	4—45	8—14	北美+印度
Evernden (1971) and Evernden et al. (1971)	$\log(A/T) + \log \Delta^\circ + 4.22$ $\log(A/T) + 1.66 \log \Delta^\circ + 3.3$	<25 >25	10—19 10—19	美国, $T=10-14$ sec (外 破); $T=17-19$ sec (地 震)
Marshall and Basham (1972, 1973)	$\log A + B(\Delta) + P(T)$: $B(\Delta) \sim 0.8 \log \Delta^\circ$ $B(\Delta) \sim 1.66 \log \Delta^\circ$	<25 >25	≈ 12 ≈ 20	亚洲 北美; $B(\Delta)$ 和 $P(T)$ 列表
Nuttli (1973b)	$\log(A/T) + 1.66 \log \Delta^\circ + 2.60$	2—20	3—12	北美东部; $M_s < 6$
Nuttli and Kim (1975)	$\log(A/T) + 1.07 \log \Delta^\circ + 4.16$ $\log(A/T) + 1.66 \log \Delta^\circ + 3.3$	10—30 20—140	17—23 17—23	欧亚
Forsyth (1976)	$\log A + B(\Delta) + \log T - 0.1$			亚洲; 高隆瑞利面波 $B(\Delta)$ 按 Marshall and Basham (1972)
Gorunova et al. (1977)	$\log(A/T) + 1.17 \log \Delta^\circ + 4.3$ $\log(A/T) + 1.37 \log \Delta^\circ + 3.65$	>20 >20	17—23 17—23	海域; 全球 大陆; 全球
Pajdušák (1977)	$\log(A/T) + 1.66 \log \Delta^\circ + 3.08$			Srobdárová 台
Von Seggern (1977)	$\log A + 1.08 \log \Delta^\circ + 4.38$	15—135	17—23	全球
Hikawa and Katsumata (1978)	$\log(A/T) + 1.33 \log \Delta^\circ + 4.08$	10—160	18—20	在日本 Matsushiro 记录的 全球事件 2 号向
Thomas et al. (1978)	$\log(A_{max}/T) + 1.15 \log \Delta^\circ + 4.17$	0—150	≈ 26	全球

由经验确定的 (参看 Bath, 1977; Noguchi, 1979)。

对于上述各点, 不同的作者和机构应用了略有不同的方法, 从而引起不同震级计算值的离散。采用某些国际的测量系统, 可以提高他们的均一性。

向近距离和短周期方向扩展

由于几何扩散、滞弹性吸收和散射引起的面波的振幅—距离的关系可用下列方程表示 (Ewing 等, 1957 P358):

$$\text{艾利相} \quad A \sim \Delta^{-1/3} (\sin \Delta^\circ)^{-1/2} \exp(-r \Delta^\circ)$$

$$\text{非艾利相} \quad A \sim \Delta^{-1/2} (\sin \Delta^\circ)^{-1/2} \exp(-r \Delta^\circ) \quad (18)$$

IASPEI 公式符合 $\Delta = 20^\circ - 140^\circ$, $T = 17 - 23$ 秒, $r = 0.015 \text{ deg}^{-1}$ 的艾利相的方程 (Nuttli, 1973b, Nuttli 和 Kim, 1975)。此外, 还存在散射, 横向反射和折射的不规则影响。

表 I 收集了近期的震级公式, 一部分用于与 IASPEI 公式相同的距离和周期的; 另部分则是对较近距离和较短周期的。所有的公式实际上都是基于浅震的 Z 方向瑞利面波, 通常校准得与 IASPEI 公式相一致。

各个公式之间的差异主要是由于吸收的不同, 这与路径的性质和卓越周期有关。由于 M_s 的定义相当于 $\Delta = 90^\circ$ 时的振幅值 (Gutenberg, 1945a), 故吸收系数以 $r(\Delta^\circ - 90^\circ)$ 项出现。因而 $\Delta < 90^\circ$ 时 r 太高导致 M_s 过低。IASPEI 公式主要基于海洋路径和 20 ± 3 秒的面波。大陆路径上 r 较低, 短周期波具有高 r 值。作为实际的结果, IASPEI 公式对较短的大陆路径 ($\Delta < 25^\circ$) M_s 的估计是偏低的。因此发现, 下面假定的改正值 δM_s 对 M_s (IASPEI) 是必须的:

	Evernden (1971)			Alewine (1972)		
Δ°	5	10	15	10	20	30
δM_s	+0.46	+0.26	+0.14	+0.6	+0.3	+0.2

也可参看Gorbunova等(1977)

Marshall和Basham(1972, 1973)将传播效应分成两项(表I): $B(\Delta)$ = 正常的距离衰减项, 用以校正几何扩散, 吸收和散射的影响; $P(T)$ = 与周期 T 和传播路径有关的频散校正项。对北美和欧州路径, $T = 20$ 秒时的正常值 $P(T) = 0$ 。这两项校正值仅以列表方式给出。若周期低于20秒, 不采用 $P(T)$ 校正, 显然对同样大小的地震, 不同路径的 M_s 将会产生较大的偏差。

向较大震源深度扩展

到目前为止, 面波震级公式仅对浅震($h \leq 50$ 公里)有效。对较深震源, 该公式的震级值过低, 需要引进专门的校正值。面波公式的深度校正研究得很少。Bath(1977)推广了他自己的25年来获得的结果, 得到如下的改正值。深度校正 δM_s 为计算与观测 M_s 值之差:

$$\delta M_s = (M_s)_{\text{计算}} - (M_s)_{\text{观测}} = c(h - 50) \quad (19)$$

其中 $(M_s)_{\text{计算}} = am_s + b$, a, b = 地区常数

结果表明, 对 $50 < h < 100$ Km, 改正值随深度而增加, 当 $h \geq 100$ km时, 显然为常数:

h, km	0—50	60	70	80	90	100	>100
δM_s	0.0	+0.1	+0.2	+0.3	+0.4	+0.4	+0.4

对 $50 < h < 100$ km, 振幅随深度的衰减几乎纯粹是指数式的(参看Bullen, 1963, P 90)。对 $h > 100$ km简单理论的偏差可能是由于消减带的结构性质所引起的(参看Bath, 1977)。

Calcagnile和Panza(1973)主要在理论上强调了对于地壳内的事件, 震源深度对 M^s 影响很大。在观测方面, 这种影响对于近地表的区域事件的短周期 R_g 波是很肯定的(Bath, 1975)。

向长周期与大地震扩展

对于巨大地震($M_s \geq 8$), 拐角频率 f_0 (图1)低于 0.05Hz , 即拐角周期超过IASPEI公式所规定的20秒。其结果是, 这种20秒面波震级 M_s 在其上限产生饱和, 从而给出过低震级值。为弥补这个缺陷, 已作了一些努力, 一种是应用超长周期的地震波(地幔波), 另一种是从地震矩 M_0 出发。在这两种情况中目标是得到平坦的长周期波谱, 这部分不存在饱和问题。

(1) 地幔波的振幅与地震矩有关, 较之20秒面波受震源机制和地球结构的不规则性影响少, 将100秒的地幔洛夫波(G)和地幔瑞利波(R)的振幅化为震中距为 90° 的值, 通过画出 $\log A_{90}$ 对 M_s 的关系图, 使地幔波 M_u 与 M_s 一致起来(Brune和king, 1967; Brue和Engen, 1969)。对小至中等的事件($f_0 > 0.05\text{Hz}$), 作出 A_{90} 对 M_s 的关系图, 然后外推至较大事件($f_0 < 0.05\text{Hz}$), 从而提供一种方法以克服 M_s 的饱和效应。使用地幔波的障碍在于, 虽然在长周期范围需要的台站较短周期的为少, 但也只有相当少的台站装备有超长周期的仪器。

Prozorou等(1977)将垂直向瑞利波公式推广到 $T = 80—250$ 秒和 $\Delta > 160^\circ$ 的范围, 并对 $h < 50$ km的 $M_s(\text{USA})$ 作了校准, 求得

$$M_R = \log(A/T) + [1.66 - 0.9 \log(T/20)] \log \Delta^\circ + [3.3 + 0.65 + 2.9 \log(T/20)] \quad (20)$$

$\log \Delta^\circ$ 项系对周期为 T 时的衰减所作的校正; 常数0.65是台站和仪器的校正值, 最后一项表

示长周期的能量值与20秒的有什么不同。此公式也适用于 $h > 50\text{km}$ ，这是由于，震源深度与所用的较长的波长相比毕竟是比较小的。与上面的方法相似，这种方法也可用于解决饱和问题。

(2) 由于地震矩 M_s 正比于平坦部分的长周期谱的水平，因此可用它作为大地震非饱和震级 M_w 的基础，并与较小地震($M_s < 8$)的 M_s 相一致。地震波能量 E 可以表作应变能的减少与摩擦热损耗(设摩擦应力 σ_f = 最终应力 σ_1)之差：

$$E = \delta v - \sigma_f DS = [(\sigma_0 + \sigma_1)/2] \cdot DS - \sigma_1 \cdot DS = [(\sigma_0 - \sigma_1)/2] \cdot DS = (\delta\sigma/z) \cdot DS = (\delta\sigma/2\mu) \cdot M_0$$

μ = 刚性模量

取对数和用类似于 M_s 的能量—震级关系定义 M_w 得到：

$$\log E = \log(\delta\sigma/2\mu) + \log M_0 = 11.8 + 1.5 M_w \quad (22)$$

对 M_w 求解，得到由Purcaru和Berckhemer(1978)给出的“应变能震级”公式：

$$M_w = (2/3) \cdot [\log M_0 + \log(\delta\sigma/\mu) - 12.1] \quad (23)$$

设 $\delta\sigma$ 为常数，取 $\delta\sigma/\mu = 10^{-4}$ ，即得Kanamori(1977, 1978a, b)的“矩震级”公式：

$$M_w = (2/3) \cdot (\log M_0 - 16.1) \quad (24)$$

比较Abe和Kanamori(1980)的 M_w 与Purcaru和Berckhemer(1978)的结果，其平均偏差仅0.1，这表明(23)式中应力降是常数的假定是适当的。利用Kanamori(1978a)或Purcaru和Berckhemer(1978)的数据作出 M_w 对 M_s 的关系图，显示出有较大的离散，但仍有明显的趋向(可参看Singh和Havskov, 1980)。 M_w 的引入导致对大地震的震级和能量的重新计算，结果是，长周期的能量变化有显著修改。(Abe和Kanamori, 1980，也可参看Kanamori和Abe, 1979; Mogi, 1979)。这一重要进展，事实上早已由古登堡和里克特(1956)定性地作过预言。

虽然 M_s 和 M_w 实际上是对大地震大小的估计较 M_s 更为可靠的参数，但还存在一些问题，其中有些尚待进一步观测才能证实。现取一个极端的例子，1960智利地震定为 $M_s = 8.3$ 和 $M_w = 9.5$ 。这个差别表示估计的能量有很大的增加，实际上，该地震能量等效的不是一个 $M_s = 8.3$ 事件，而是不少于63个这样的事件。显然，像1960智利那样的具有巨大延伸断层的地震，倾向于支持有巨大的 M_0 值(参看Ohnaka, 1978)

可以预料任何一种像海啸那样长周期的地震效应与 M_w 有关。这一点已被Abe(1979a)用于估计1837年以来大震震级，应用的公式为：

$$M_t = \log H + B \quad (25)$$

其中 M_t 是对照给定的 M_w 进行校准的； H = 海啸波的最大远场观测幅度(米)； B = 取决于震源区和观测台站的常数。自然，必须利用可靠的 H 估计值。

除 M_0 外，用其他的一些与地震波周期(即表征波谱的平坦长周期部分)和震源辐射方位变化无关的震源参数来描述也是可以的。Ben-Menahem(1977)根据这个意图提出了三个用震源参数计算震级的公式：

$$\begin{aligned} M_s &= 0.375 \log(DS) + 6.16 \\ M_s &= 0.374 \log(D^2 L) - 0.350 \log(L/W)^{1/2} + 6.65 \\ M_s &= 1.2 \log L + 5.0 \end{aligned}$$

D (米)， S (公里²)， L (公里)， W (公里) (26)

一些有关的公式汇集在表X中。

体波震级

早期的体波震级 (Gutenberg, 1945b, c; Gutenberg 和 Richter, 1956) 基于 PZ、PH、PPZ、PPH, 和 SH 波, 而 1960 年以后, 研究工作明显地集中于短周期 PZ' 波。这是由于在全球, 特别在 WWSSN 装备了统一的地震仪, 与此同时, 短周期垂直向地震仪有效地提高了小震事件的检测能力及其震级的测定, 但也产生了新的问题。

对于区域性 ($\Delta \leq 10^\circ$) 的事件, 基于 Sg1 (Lg1) 波的公式得到了推广, 因为在这样距离上, 这种波通常具有最大的振幅。

地震仪与地震记录测量

体波震级一直是基于地动的 $(A/T)_{\max}$ 值。主要的偏差来源于地震仪响应和所用振幅的不完善或缺乏一致。

(1) 窄带短周期地震仪 (其峰值大多在 1 秒或更短的周期) 的震级总是低于较宽频带地震仪 (最大值在 5 秒附近) 的震级。宽带记录是与古登堡发展震级标度时所用的相一致。了相当的差异在同一台站上同时记录的 Grenet—Coulomb 和 Benioff 地震仪的记录上也已发现了相当的差异, 前者频带略宽于后者 (Bath, 1977)。中等周期范围 (2—8 sec) 给出的 m_s 较之短周期范围和长周期的 m_s 都要大, 对 $m_s = 5.0—6.5$ 和 $h = s$ 的地震, Sitaram 等 (1980) 发现 P 波在 2.2—10 秒范围, S 波在 3.4—23 秒范围的 $(A/T)_{\max}$ (参看 Roglinov 等 1978/79)。在一般情况下, 地震仪的特性对计算 m_s 要比对计算 M_s 更为重要 (参看 Zatopek 和 Christoskov, 1969)

(2) 初动 A_1 (图 2b) 通常较小, 因而求出的震级太低, 虽然 A_1 可能与震源辐射密切相关, 且较早地为地震学家所应用, 但在现今多已放弃。

(3) 一些机构 (USA, ISC) 采用初始三个周期内的最大振幅 A_2 。通常 A_2 要大于 A_1 , 但大多并非是 P 波的最大值。

(4) 古登堡 (个人通讯, 1950) 总是采用 P 波列的最大振幅, 它“总是出现在振动起始后 10 秒以内”。这种定义现今为许多地震学家所采用, 仅略有修改, 时间延至 1 分钟左右 (如在苏联)。这种极大值 (图 26 中的 A_3 或 A_4) 被认为更能代表 P 波, 它很少受震源辐射的影响, 它与面波中的最大值符合较好。其他波 (pP, PcP) 的干涉仅是次要的。

初动以后 P 波振幅的增加可以是逐渐的, 相当于应变的逐渐释放, 也可能是间断性的, 相当于震源尺度扩展时在一系列的振动中应变的间断性释放。在后一种情况下, 可以测定每一个相继的 P 波并计算相应的震级。这将给出关于续发振动的发展过程的有价值的信息, 而这用面波是得不到的。因此正确地识别震相, 特别是与 pP, PcP 的鉴别是很重要的, 为此需要有较大的台网。

对爆破, 没有 (2) — (4) 那样复杂, 大的核爆破记录常被推荐用于研究量规函数 $q(\Delta, h)$ 。

USA 和 ISC 报告的 m_s 总低于如 Uppsala 和苏联 (USSR) 的报告值, 这是由于 USA 和 ISC 的震级计算使用的是窄带地震仪记录的初始三个振动的最大振幅。Algermissen 等