

# 强震短临前兆探索

——“震前扰动”现象研究

Study of the short  
-term anomalous tremors before large earthquakes



郝晓光 胡小刚 编著



测绘出版社

# 强震短临前兆探索

——“震前扰动”现象研究

Study of the Short-term Anomalous Tremors before  
Large Earthquakes Collection of Papers on  
Microseismics before Earthquakes

郝晓光 胡小刚 编著

测绘出版社

·北京·

© 郝晓光 胡小刚 2012

所有权利(含信息网络传播权)保留,未经许可,不得以任何方式使用。

### 内 容 简 介

本书依据武汉大地测量国家野外科学观测研究站 Lacoste—ET 重力仪观测发现汶川大地震前数十小时的“震前扰动”现象和作者随后的一系列工作,对强震短临前兆研究进行了探索,区分出了“震前扰动”现象中的“台风扰动”和“非台风扰动”,提出了“第三类脉动”的猜测,讨论了有关强震的“地点问题”和“时间问题”、以及强震短临预报研究的战略思想。

责任编辑	田 力	封面设计	李 伟	责任校对	董玉珍
出版发行	测绘出版社	电 话		010—83060872(发行部)	
地 址	北京市西城区三里河路 50 号			010—68531609(门市部)	
邮政编码	100045			010—68531160(编辑部)	
电子信箱	smp@sinomaps.com	网 址		www.chinasmp.com	
印 刷	北京世汉凌云印刷有限公司	经 销		新华书店	
成品规格	169mm×239mm				
印 张	13.25	字 数		255 千字	
版 次	2012 年 7 月第 1 版	印 次		2012 年 7 月第 1 次印刷	
印 数	0001—1000	定 价		32.00 元	

书 号 ISBN 978-7-5030-2639-3/P·600

本书如有印装质量问题,请与我社门市部联系调换。

## 前 言

正当科学界对强震短临预报研究一筹莫展的时候,大自然送来了一份珍贵的礼物——某些强震在发生前数十小时出现的“震前扰动”现象。

本书根据 1997 年 5 月南极中山站 Lacoste-ET 重力仪观测发现 7.1 级 South of Kermadec Islands 地震前约 41 小时的“震前扰动”现象和 2008 年 5 月武汉大地测量国家野外科学观测研究站 Lacoste-ET 重力仪观测发现 8.0 级汶川大地震前约 48 小时的“震前扰动”现象,以及作者随后的一系列工作,对强震短临前兆研究进行了探索,并讨论了强震的“地点问题”、“时间问题”和强震短临预报研究的战略思想。

强震短临预报研究的“地点问题”和“时间问题”就这样无法回避地摆在我们面前,科学界应该停止怀疑和争吵,停止“地震能不能预报”这种无谓的纠缠和讨论,按照一种精辟的战略思想进行毫不犹豫的工作,直到解决这个世界科学难题为止,直到战胜地震这个可恨的恶魔为止。

# 目 录

An unidentified geophysical event recorded with L&R-ET gravity meter at Zhongshan Station, Antarctica .....	Hao Xiaoguang(1)
重力高频扰动与地震 .....	郝晓光,等(4)
汶川大地震前的重力扰动 .....	郝晓光,等(9)
宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动” .....	郝晓光,等(14)
2009年3月19日 Mw7.6级汤加大地震的“震前扰动”现象 .....	胡小刚,等(19)
IRIS台网地震仪资料出现2010/01/12海地大地震“震前扰动现象” .....	胡小刚,等(23)
汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探 .....	胡小刚,等(27)
强台风对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析 .....	胡小刚,等(39)
汶川大地震前非台风扰动现象的研究 .....	胡小刚,等(59)
汶川大地震“震前扰动”存在“第三类脉动”吗? .....	郝晓光,等(74)
莲花等三台风的地磁效应与“第三类脉动”有关吗? .....	吴琼,等(78)
“震前扰动”现象:从模糊走向清晰——与傅容珊教授商榷 .....	郝晓光,等(91)
强震短临预报研究战略思想探讨 .....	郝晓光,等(98)
A Review of Research on Anomalous Tremors before Ms8.0 Wenchuan Earthquake .....	Hao Xiaoguang, et al. (105)
微地震的起源——海浪波动非线性干涉理论 .....	M. S. Longuet-Higgins(117)
后记 .....	(151)

# An unidentified geophysical event recorded with L&R-ET gravity meter at Zhongshan Station, Antarctica

Hao Xiaoguang

Many geophysicists thought that the earth's internal activities indicated by using gravimetric observation on the earth's surface are unstable. The reason why they did so is still unknown. So whenever an unexpected abnormal event occurs, it usually greatly attracts scientists' interest. A theoretic leap resulted from the study of an abnormal event such as the earth's free nutation was discovered in 1891 by Chandler from his investigation of the latitude's change. Besides, Benioff discovered the earth's free oscillation from the earthquake records of Kamchatka Peninsula on Nov. 4, 1952.

From 22:00 UT Jan. 25 to 10:00 UT Jan. 28, 1997, a 60h stable disturbance was detected by the Lacoste & Romberg Earth Tide 21 Gravity meter which was installed at Zhongshan Station, Antarctica by the Institute of Geodesy and geophysics, Chinese Academy of Sciences. The disturbance's maximum amplitude is  $\pm 3 \mu\text{Gal}$  ( $1 \mu\text{Gal} = 1 \times 10^{-8} \text{m/s}^2$ ). After denying the possibility of instrument malfunction or external interference, the author thoughts it to be an integral, typical but unidentified "geophysical event".

The "event" may be divided into three stages: start, outburst and recovery. It started from 22:00 UT of Jan. 25. At the start stage, the recording curve line became thicker and thicker, i. e., the signal's amplitude was gradually increasing. After 18h from the start, the amplitude reached to its maximum and continued stably for about 17 h. This is the outburst stage. From 9:00 UT of Jan. 27, the disturbance decreased. The state restored completely at 10:00 UT of Jan. 28. The event totally lasted about 60h.

Generally, a gravity meter can record two kinds of information: (1) the earth's surface quakes; (2) a matter disturbance. The former gives us some geometric information caused by gravimeter's slightly shake, and the latter shows the physical information caused by the change of gravity. However, they often happened simultaneously in the same event. But in some cases we need to distinguish whichever is the master.

In Antarctica, some quakes resulting from earthquakes or avalanches can be recorded every week. But the “event” recorded by ET-21 was greatly different from these quakes. Firstly, the “event” needed tens of hours to reach its maximum so the sign of its occurrence can be found. The surface quakes burst out abruptly. Secondly, the “event” outburst stage lasted tens of hours, and its amplitude was stable. For the surface quakes, it only lasted tens of minutes, and its amplitude was unstable. Lastly, the “event” recovery stage lasted tens of hours, and its amplitude vanished slowly. For the surface quakes, the amplitude vanished abruptly and the recovery stage lasted only several hours.

Since the propagation velocity of earthquake wave in the earth is 6-8 km/s, it spreads the whole earth at no more than half an hour. So the event, of which the start stage lasted tens of hours, can not be caused by earthquakes or avalanches, i. e., its gravity effect mainly resulted from the matter’s disturbance rather than the surface quakes, which are related to earthquakes or avalanches.

If the matter’s disturbance resulted in the “event”, where did it come from? The earth’s crust, which is solid, cannot be movable. The viscosity of the earth’s mantle is very great, so the velocity of mantle flow is very slow. The temporal scale of the disturbance caused by mantle flow should be the order of months or years instead of days. So the event came from neither the crust not the mantle.

It is reasonable to attribute the event to the disturbance of the matter in the earth’s core. Firstly, the earth’s core is a state of liquid. The temporal scale of its disturbance can be within several days. Secondly the polar region is the nearest to the core. So the possibility for a gravimeter to detect the core’s disturbance is the greatest. Just like the terms of the earth’s free nutation and the earth’s free oscillation, we temporarily named the event “the earth’s core disturbance”. Nevertheless, it still needs to be further proved.

After Jan. 25, the earth’s core disturbance also occurs on Feb. 9, 19, 23, March 29, and May 8, 24 at Zhongshan Station. At present the earth’s core disturbance is only an assumption. If the earth’s core disturbance occurred in group, how long is its outburst period? What is its origin? It is a strange phenomenon that in the period of the outburst of the disturbance group the earthquakes occurred in Tibet, Xinjiang, Iran, India and New Zealand. Whether the disturbance group is really related to the earthquake group is still in question. So further studies are needed to testify these assumptions.

---

### References

- [1] Melchior P. The tides of the planet earth[M]. Pergamon Press,1978.
- [2] Jeffreys H. The earth: Its origin history and physical constitution[M]. Cambridge University Press,1976.
- [3] Moritz H. The figure of the earth: Theoretical geodesy and the earth's interior. Wichmann,1990.

原载《Chinese Journal of Polar Science》1997 年第 8 卷第 2 期



# 重力高频扰动与地震

郝晓光, 许厚泽, 郝兴华, 吕纯操, 胡红桥

## 一、前言

地震发生前,孕震区或地震发生区附近有明显的形变变化,这方面的研究已有大量文献报道<sup>[1-3]</sup>。但是,还有另一类,临震前数小时至数十小时、某些仪器突发的高频特征变化,却没有得到深入研究,且大多被当做观测不稳定或不可靠的资料而未加重视。

1976年11月7日,盐源6.9级地震前57小时,西昌43-8测点短周期金属水平摆连续记录到了曲线加粗的脉动现象<sup>[4]</sup>。1988年10月18日17时,易县台伸缩仪出现前所未有的大幅度高频脉冲式扰动,持续约16小时,扰动开始后约8小时,发生了6.1级地震<sup>[5]</sup>。1998年,许昭永等采用多功能高频地震仪记录岩样上多点应变在破裂孕育过程中的变化,结果发现在岩石主破裂前,各点应变除趋势性特征变化外,同时出现突发扰动,因此认为突发应变扰动有可能作为大震短临前兆的一种<sup>[6]</sup>。

本文报告了L&R-ET(21)重力仪在南极中山站发现重力高频扰动后发生地震的观测记录,并对发生这种高频重力扰动的地球物理学成因进行了初步探讨。

## 二、实例

将以下L&R-ET(21)重力仪的记录曲线图进行比较,可明显地看出重力高频扰动的存在。图1是正常记录的重力潮汐曲线,由图1可见,正常的重力潮汐曲线是很细的。由图2可见,从1997年5月24日7时(世界时)开始,重力高频扰动叠加在重力潮汐曲线上,强度平稳增大,使得原本应很细的曲线逐渐变粗。由图3可见,曲线越来越粗,重力高频扰动的强度在5月25日8时左右达到极大,最大幅度约为5微伽,此后强度逐渐减小。图4是重力高频扰动(5月25日)的放大图。由图5可见,在重力高频扰动开始约41小时后,于5月25日23时30分左右发生了强烈地震。重力高频扰动的强度在地震发生后继续平稳减小,到5月26日12时完全平息。全过程从5月24日7时开始至5月26日12时结束,共持续53小时。

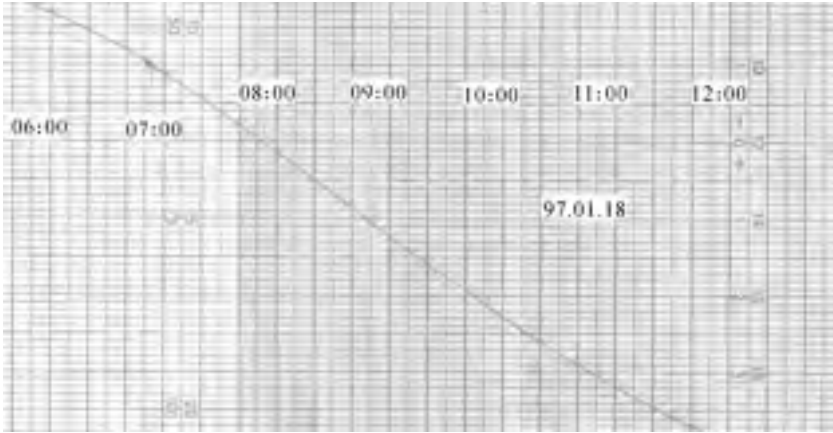


图1 正常记录的重力潮汐曲线

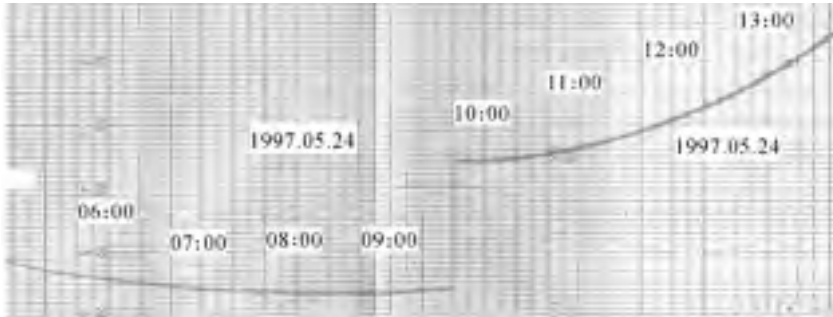


图2 已有高频扰动叠加的重力潮汐曲线

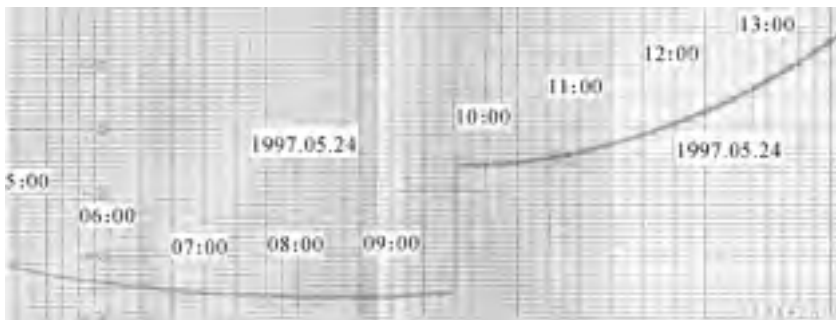


图3 高频扰动达到最大的重力潮汐曲线

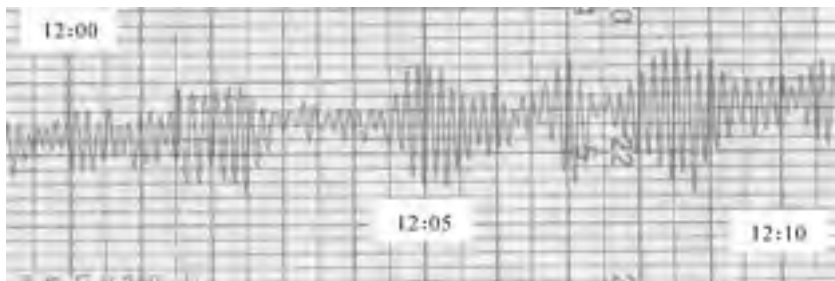


图4 1997年5月25日重力高频扰动的放大图

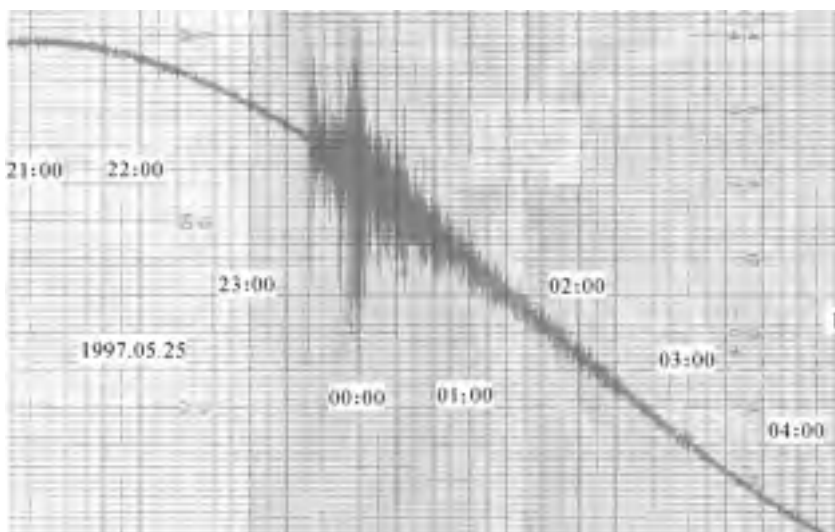


图5 重力高频扰动后发生地震

### 三、分 析

地球物理学家多年来已认识到地球内部的活动在地表重力观测上的反应是不稳定的,但目前还不清楚这种不稳定性的原因。所以,每当高精度重力仪的观测资料出现意料之外的异常时,总会引起观测者的极大兴趣。由发现观测资料的异常而导致理论突破的实例在地球科学的发展史中不胜枚举,例如,“地球自由章动”就是由 S. C. Chandler 于 1891 年从纬度变化的观测资料中发现的<sup>[7]</sup>,而 H. Benioff 则从 1952 年 11 月 4 日的堪察加半岛的地震记录中辨认出“地球自由振荡”的蛛丝马迹<sup>[8]</sup>。

在 1997 年全年,重力高频扰动于 1 月 25 日、3 月 29 日、5 月 8 日、5 月 24 日、6 月 10 日、8 月 31 日,共 6 次比较明显地出现在南极中山站。如果重力高频扰动是由地球内部的物质扰动引起的,那么这种物质扰动不可能来自地壳,因为地壳是

固体, 固体物质不会流动。引起重力高频扰动的物质扰动来自地幔的可能性也不大, 因为地幔的黏度很大, 地幔流的速度很慢, 其物质扰动过程不应该是几天, 而应该是几个月或几年。因此, 将重力高频扰动归咎于地核的物质扰动可能比较合理。

液体地核与太阳大气一样都是由处于磁场中的导电流体即磁流体构成的, 它们的内部运动应该满足磁流体动力学的规律。当磁流体中具有局部较高或较低的密度、温度、压力、磁场或其他热力学参量偏离平衡态时, 便会产生磁流体动力学不稳定性, 即导电流体在位形空间中的运动。在太阳大气中, 人们观测到了磁结、磁孔、黑子、大尺度场、普通场等不同时间尺度和不同空间尺度的磁场结构。在太阳活动区中磁场主要集中在黑子中, 而太阳耀斑和日珥等过程则多发生在太阳活动区内。地球液核与太阳大气的相似性不仅在于它们都由磁流体构成, 还在于它们内部的磁场都是由自身导电流体的运动产生的, 都可以用发电机原理来进行解释。由此可推论, 地核内和太阳一样, 也可能存在着不同时间尺度和不同空间的磁场结构, 存在着压力和温度的不均匀结构。这些不均匀结构会使液核内的导电流体发生宏观的物质流动, 从而产生重力学效应。磁流体动力学的切变波在地球液核中也许是十分重要的。不带磁性的普通液体只能传播压缩波, 不能传播切变波。但在磁场中, 如果液体具有良好的导电性, 它就传播切变波。而这种磁流体动力学的切变波是沿着磁力线传播的<sup>[9]</sup>。

由以上初步分析可初步推测, 首先, 地磁场在极地几乎与地面垂直, 故地核内物质扰动的重力学效应在两极应最为明显, 在两极观测到这种扰动的可能性最大。其次, 液体地核的物质扰动很可能来得容易去得快, 扰动过程完全有可能像重力高频扰动那样在几天内完成。最后, 极点离地核最近, 重力仪在极区观测到地核物质扰动的可能性最大。参照“地球自由章动”和“地球自由振荡”的提法, 我们不妨暂时把这一有待进一步观测和研究来证实的现象暂时称为“地核自由扰动”, 并请同行专家批评指正。

最近的理论研究表明, 地球内部物质扰动的重力效应在两极和赤道相对较大, 但在“重力聚点”(纬度  $35^{\circ}21'32''$ ) 处则几乎为零<sup>[10]</sup>, 这也许能够解释为什么“地核自由扰动”的重力效应容易在南极被观测到。

#### 四、讨 论

所谓“地核自由扰动”的提法在目前还仅仅是一种猜测, 但如果将 1997 年出现的 6 次“地核自由扰动”看成是一个“扰动群”的话, 那么这种“扰动群”的暴发周期是多少年? 它是一种灾害吗? 它是在局部产生的还是一种全球的整体效应? 所有这些都是有待研究的科学问题。由于在上述“扰动群”暴发的同期内连续发生了西藏、新疆、伊朗、日本九州、印度、新西兰等地震, 故“扰动群”似乎与“地震群”有所关联。如果能够确认“地核自由扰动”与地震的因果关系, 那么数十小时的“地核自由

扰动”,将为地震灾害的短临预报提供极为宝贵的可能。

### 参考文献

- [1] Mogi K. Interpretation of leveling data before the Niigata earthquake of 1964[M]. Japan. Bull. Seism. Soc. Japan, 35, 1982.
- [2] 马宗晋,傅征祥,张郢珍,等. 1966-1976 中国九大地震[M]. 北京:地震出版社,1982.
- [3] 梅世蓉,冯德益,张国民,等. 中国地震预报概论[M]. 北京:地震出版社,1993.
- [4] 陈德福,罗荣祥,刘国培. 倾斜异常图像分类及其特征浅析,地壳形变动力学观测与研究[M]. 北京:海洋出版社,1993.
- [5] 谢觉民. 大同-阳高地震的地壳形变前兆及其机理研究,大同-阳高地震研究,国家地震局科技监测司编,北京:地震出版社,1993.
- [6] 许昭永,杨润海,王彬,等. 突发应变扰动:一种新的破裂前兆的实验研究[J]. 地震学报, 1998,20(6),628-634.
- [7] Chandler S C. On the variation of latitude[J]. Astronomical Journal,1891, 11, 83.
- [8] Benioff H. Long waves observed in the Kamchatka earthquake of November 4, 1952[J]. J. Geophys. Res., 1958, 63.
- [9] Hide R. Free hydromagnetic oscillation of the earth's core and the theory of the geomagnetic secular variation[J]. Phil. Trans. Roy. Soc., 1966,615.
- [10] 郝晓光,许厚泽,刘大杰. 地球的重力聚点与参数椭球的地球重力学性质[J]. 测绘学报,2000,29(2),109-113.

原载《地壳形变与地震》2001 年第 3 期

# 汶川大地震前的重力扰动

郝晓光, 胡小刚, 许厚泽, 钟 敏, 方 剑,  
郝兴华, 刘 明, 刘根友, 薛怀平

## 一、前 言

地球物理学家多年来已认识到地球内部的活动在地表重力观测上的反应是不稳定的,但目前还不清楚这种不稳定性的原因。所以,每当高精度重力仪的观测资料出现意料之外的异常时,总会引起观测者的极大兴趣。由发现观测资料的异常而导致理论突破的实例在地球科学的发展史中不胜枚举,例如,“地球自由章动”就是由 S. C. Chandler 于 1891 年从“纬度变化”(地轴相对于恒星的位移所造成的恒星过子午圈时的高度变化)的观测资料中发现的,而 H. Benioff 则从 1952 年 11 月 4 日的堪察加半岛的地震记录中辨认出“地球自由振荡”的蛛丝马迹。

1997 年,作者在我国南极中山站利用 LacosteET-21 重力仪 6 次观测到明显的“重力扰动”现象<sup>[1]</sup>;其中最典型的是从 1997 年 5 月 24 日 7 时(世界时)开始,“重力扰动”叠加在重力潮汐曲线上,强度平稳增大并在 5 月 25 日 8 时左右达到极大、最大幅度约为  $\pm 1.5 \mu\text{Gal}$ ,此后强度逐渐减小;在“重力扰动”开始约 41 小时后,于 5 月 25 日 23 时 30 分发生了 South of Kermadec Islands 7.1 级强烈地震、震中距南极中山站约 7 800 千米,“重力扰动”的强度在地震后继续平稳减小,到 5 月 26 日 12 时完全平息,全过程共持续 53 小时<sup>[2]</sup>。见图 1 至图 4。

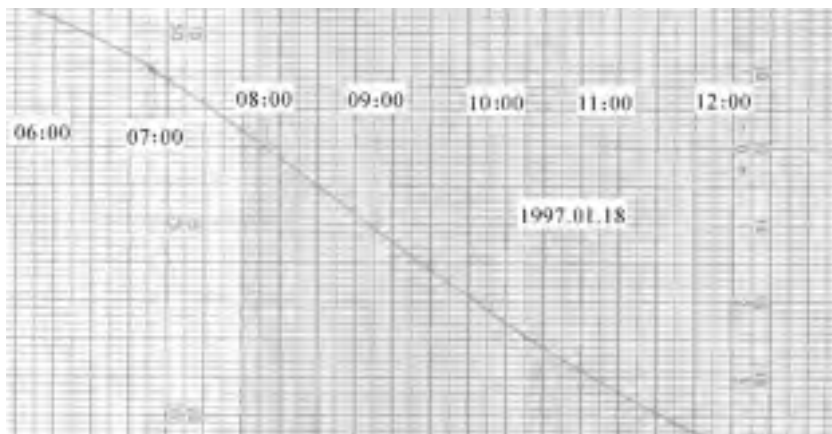


图 1 重力潮汐曲线

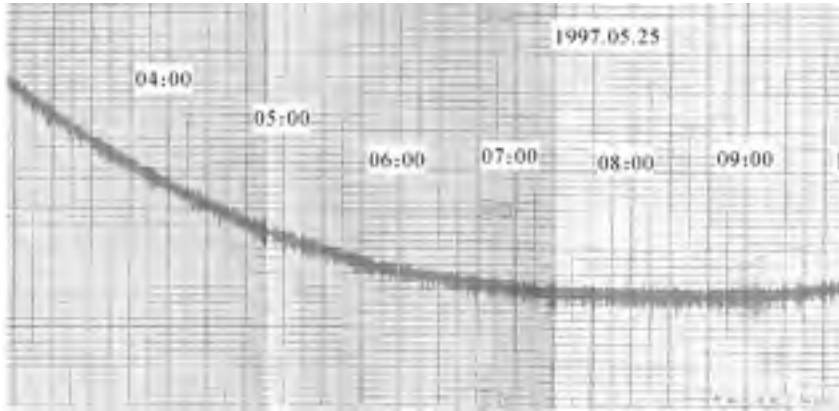


图 2 “重力扰动”叠加在重力潮汐曲线上

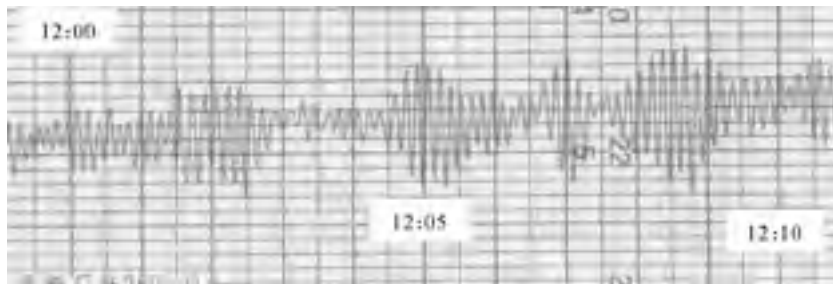


图 3 “重力扰动”放大图(信号周期为 6~8 s)

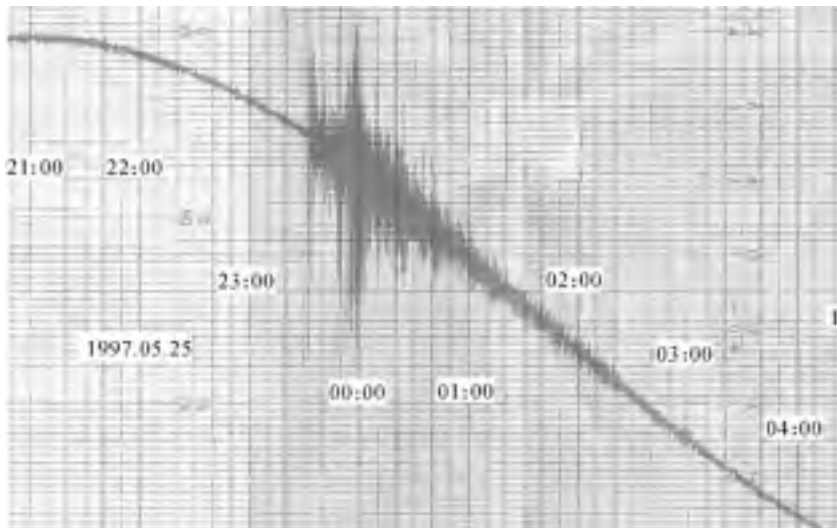


图 4 在“重力扰动”41 小时后发生了 7.1 级强烈地震

## 二、汶川大地震前的重力扰动现象

2008年5月12日6时28分(世界时),四川省汶川县发生8.0级大地震,距震中1000多千米的中科院测地所武汉大地测量国家野外科学观测研究站的LacosteET-20重力仪清楚地监测到了“震前重力扰动”现象:从大震前两天开始,“重力扰动”逐渐增大(呈喇叭口形)、最大振幅达 $\pm 0.8 \mu\text{Gal}$ ,直到大震发生。见图5(已扣除潮汐曲线)。

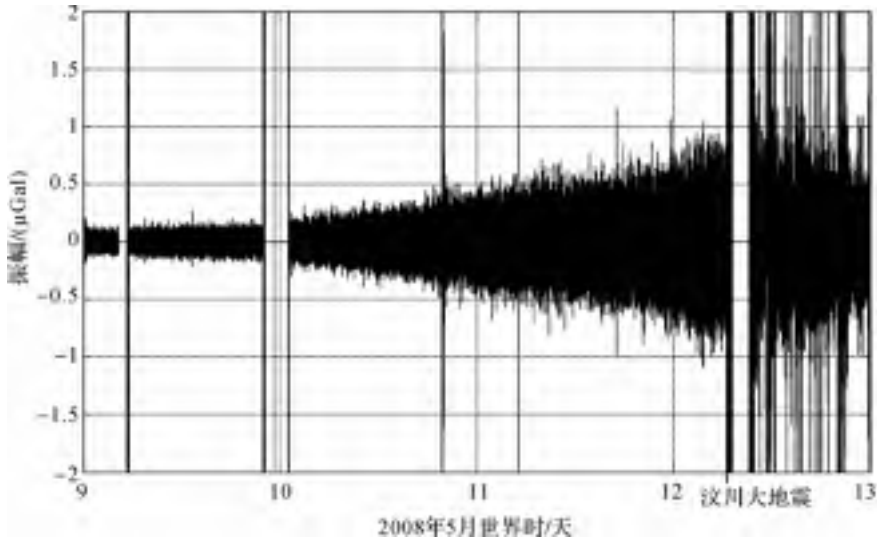


图5 在“重力扰动”48小时后发生了8.0级汶川大地震

这两次Lacoste-ET型重力仪监测到的“震前重力扰动”是完全独立的,时间不同、地点不同、仪器不同(ET-21与ET-20),这就使得监测结果的可靠性得到了加强。根据图1和图2以及对LacosteET-20重力仪2008年5月8日至13日观测资料进行的数据分析,我们得到的初步认识是:

- (1)“震前重力扰动”往往出现在某些强震前两天左右,一直持续到强震发生。
- (2)“震前重力扰动”的振幅在 $\pm(1\sim 2) \mu\text{Gal}$ 左右。
- (3)“震前重力扰动”的信号周期在 $4\sim 8 \text{ s}$ 左右。

## 三、讨论

关于“震前扰动”现象,国内外曾陆续有一些报导,广泛出现在重力、地倾斜、应变、水位以及地震仪等多种观测资料中。<sup>[3-18]</sup>

值得注意的问题是,在各种仪器观测到的“震前扰动”现象中,“震前重力扰动”现象显得比较突出。最早的“震前扰动”就是日本的Kizawa于1972年在GS-12



重力仪的观测记录中发现的:1964年3月28日的美国阿拉斯加8.4级大震和1964年6月16日的日本新潟7.5级地震的“震前重力扰动”,强震前3天有一系列的特殊脉动叠加在重力潮汐曲线上,并一直持续到强震发生。<sup>[17]</sup>

“震前扰动”的观测站点与强地震震中之间的长距离也是另一个值得注意的问题。日本的Kanamori于1972年在距震中近10000千米的美国加州Pasadena地震台的长周期地震仪的记录中发现了1960年5月22日智利8.3级大震前数十小时的“震前扰动”现象<sup>[18]</sup>,这种长距离的监测结果似乎能在某种程度上说明“震前扰动”现象所具有的全球性特征。

### 参考文献

- [1] 郝晓光. L&R-ET 重力仪在南极中山站记录到“不明地学事件”[J]. 极地研究, 1997, 9(3): 214-215.
- [2] 郝晓光, 许厚泽, 郝兴华, 等. 重力高频扰动与地震[J]. 地壳形变与地震, 2001, 21(3): 9-13.
- [3] 朱传镇, 房明山, 安镇文. 脉动与地震关系初步探讨[J]. 地球物理学报, 1977, 20(1): 20-32.
- [4] 韩元杰. 预滑与地震——长周期波动研究[J]. 西北地震学报, 1984, 6(1): 10-15.
- [5] 冯德益, 潘琴龙, 郑斯华, 等. 长周期形变波及其所反应的短期和临震地震前兆[J]. 地震学报, 1984, 6(1): 41-56.
- [6] 陈德福, 罗荣祥, 刘国培. 倾斜异常图像分类及其特征浅析[J]. 地震学报, 1986, 8(2): 211-225.
- [7] 姚同福, 付印发, 侯康明, 等. 1976年松潘7.2级地震前几种异常波形的记录特征及其在大震短临预报中的应用[J]. 西北地震学报, 1994, 16(2): 57-61.
- [8] 张晓东, 马文静. 1994年2月16日共和5.8级地震短临预报实况[J]. 地震, 1995(1): 20-28.
- [9] Dziewonski A M, Gilbert F. Temporal variation of the seismic moment tensor and evidence of precursive compression for two deep earthquakes[J]. Nature, 1974, 247: 185-188.
- [10] Kanamori J, Cipar J J. Focal process of the Great Chilean earthquake May 22, 1960[J]. Phys. Earth. Planet. Inter, 1974, 9: 128-136.
- [11] Kerr R. Quake prediction by seismic oxymora? [J]. Science, 1990, 248: 1490.
- [12] Ihmle P F, Harabaglia P, Jordan T H. Teleseismic detection of slow precursors of the Great 1989 Macquarie Ridge Earthquake[J]. Science, 1994, 261: 177-183.
- [13] Ihmle P F, Jordan T H. Teleseismic search for slow precursors to large earthquake [J]. Science, 1994, 266: 1547-1551.
- [14] Monastersky R. Before the quake: Detecting the slow groan[J]. Science News, 1994, 146(23): 374.

- 
- [15] McGuire J J, Ihmle P F. Time-domain observations of a slow precursor to the 1994 roman the transform earthquake. *Science*, 1996, 273: 82-85.
- [16] Kerr R. Seismology: A slow start for earthquakes[J]. *Science*, 1998, 279: 985.
- [17] Kizawa T. Recording of Gravimeter around Strong earthquake[J]. *Oversea Earthquakes*, 1972(1): 39-41 (in Chinese).
- [18] Kanamori H, Cipar J J. Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960 [J]. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1974, 9:128-136.

原载《大地测量与地球动力学》2008年第3期

# 宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”

郝晓光, 胡小刚

## 一、LacosteET 重力仪资料中发现汶川大地震“震前扰动”

汶川大地震发生后,我们处理了中科院测量与地球物理研究所武汉大地测量国家野外科学观测研究站的 LacosteET 重力仪的观测资料,并及时报告了发现“震前扰动”的结果:从两天前开始,“震前扰动”逐渐增大(呈喇叭口形),直到大震发生。“震前扰动”信号的最大振幅为 $\pm 0.8 \mu\text{Gal}$ ,周期是 $4\sim 8 \text{ s}$ 。<sup>[1]</sup>

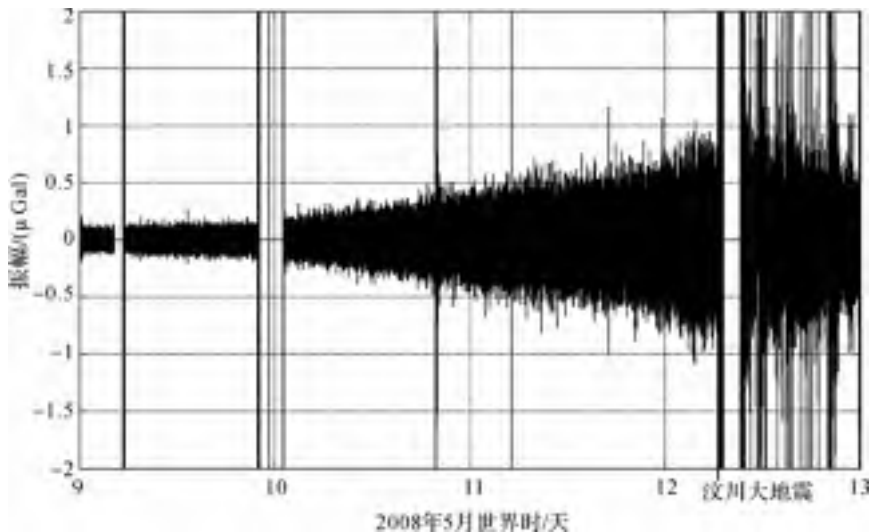


图1 LacosteET 重力仪监测到汶川大地震“震前扰动”

实际上,这已经不是 LacosteET 重力仪第一次观测到“震前扰动”现象了。1997年5月24日7时(世界时),中科院测量与地球物理研究所设在我国南极中山站的 LacosteET 重力仪的观测数据开始出现“扰动”,其强度平稳增大并在5月25日8时达到极大,在“扰动”开始约41小时后,于25日23时30分发生了 South of Kermadec Islands 7.1级强烈地震。<sup>[2-3]</sup>

## 二、宽带地震仪资料中也发现汶川大地震“震前扰动”

发现汶川大地震“震前重力扰动”之后<sup>[1]</sup>,我们又收集和整理了全国数十个台站的宽带地震仪资料,结果发现:这些台站的宽带地震仪都不同程度地记录到了汶

川大地震的“震前扰动”现象,与 LacosteET 重力仪的观测结果一致:从两天前开始,“震前扰动”信号逐渐增大,直到大震发生,信号周期也是 4~8 s;以下仅举恩施、北京和牡丹江三个地震台的 STS-1 宽带地震仪资料为例。

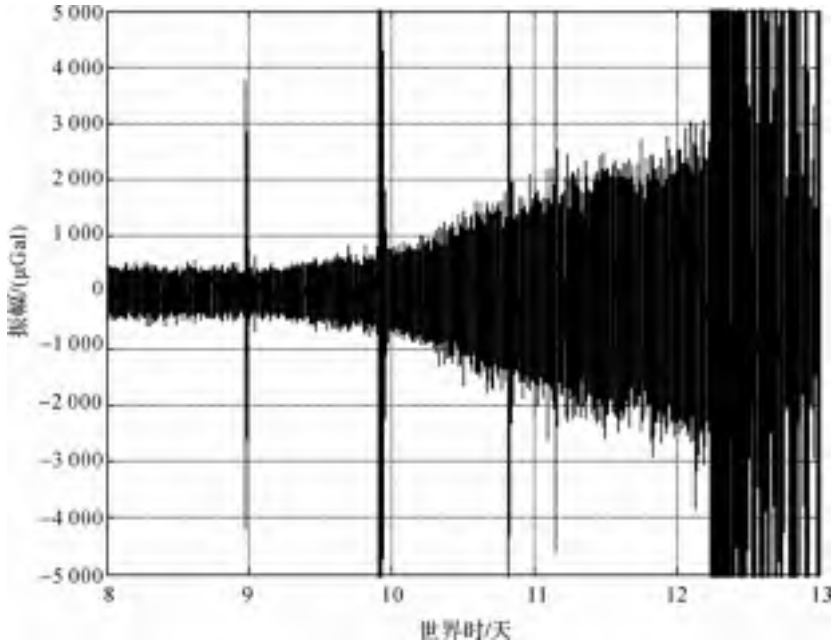


图2 恩施地震台 STS-1 宽带地震仪监测到汶川大地震“震前扰动”

从图 1 至图 4 中不难看出,STS-1 宽带地震仪的“震前扰动图”和 LacosteET 重力仪的“震前扰动图”是互相支持的,两种完全独立的仪器使得观测结果的可靠性得到了保证,令人信服地获得了汶川大地震“震前扰动”的观测证据,也充分肯定了作者前期工作的历史意义。<sup>[2-3]</sup>

### 三、讨 论

关于“震前扰动”现象国内外有过一些研究,广泛出现在重力仪、倾斜仪、应变仪和地震仪等多种观测资料中。<sup>[4-19]</sup>

最早的“震前扰动”现象是日本的 Kizawa 在 GS-12 重力仪的观测记录中发现的:1964 年 3 月 28 日的美国阿拉斯加 8.4 级大震和 1964 年 6 月 16 日的日本新潟 7.5 级地震的“震前重力扰动”,强震前 3 天有一系列的特殊脉动叠加在重力潮汐曲线上,并一直持续到强震发生<sup>[18]</sup>。另外,日本的 Kanamori 在美国加州 Pasadena 地震台宽带地震仪的记录中发现了 1960 年 5 月 22 日智利 8.3 级大震前数十小时的“震前扰动”现象<sup>[19]</sup>。

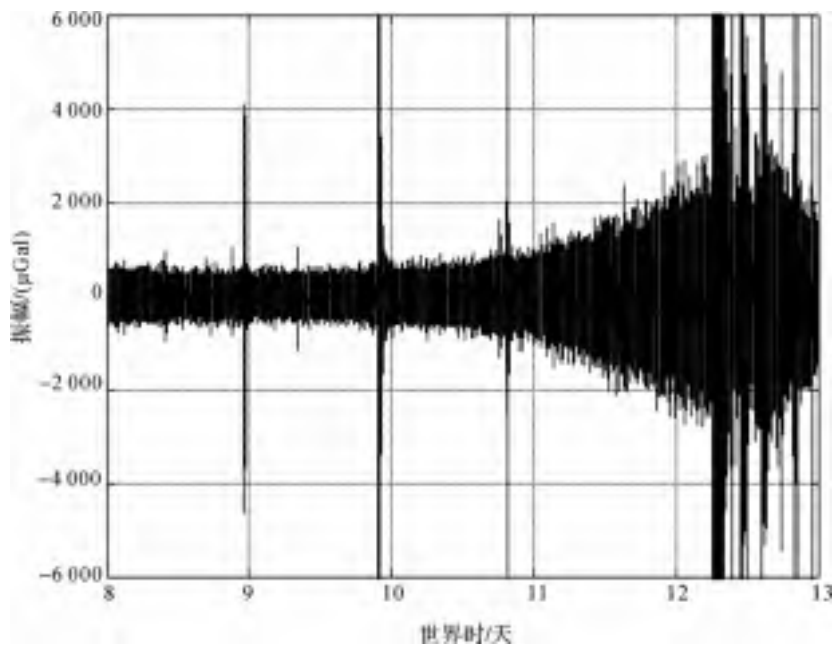


图3 北京地震台 STS-1 宽带地震仪监测到汶川大地震“震前扰动”

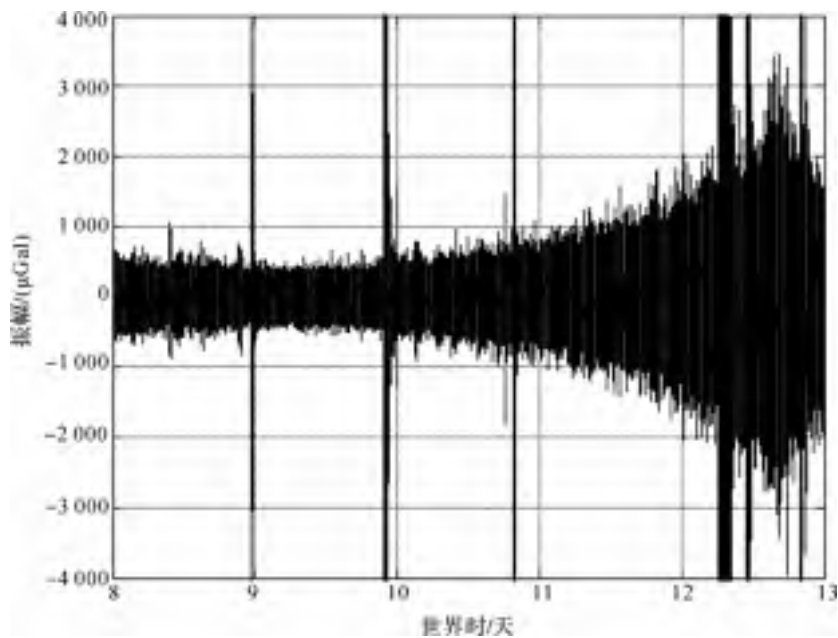


图4 牡丹江地震台 STS-1 宽带地震仪监测到汶川大地震“震前扰动”

1997年,《科学》(Science)杂志刊登题为《地震不能预报》的文章,反对进行地震预报研究;2004年《自然》(Nature)杂志刊登题为《思路的剧变》的文章,赞同进行地震预报研究<sup>[20-22]</sup>。其实,不论国外地震专家是什么观点,汶川大地震“震前扰动”的观测证据说明,地震(至少有的地震)是有前兆的,我们不能放弃地震预报研究,那不符合科学规律和中国国情。

特别提请同行专家注意的是:“震前扰动”现象具有数十小时的前兆意义,这对于地震短临预报研究来说非常重要;另外,“震前扰动”的信号周期是4~8秒,这种频段的信号究竟意味着什么?

### 参考文献

- [1] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等.汶川大地震前的重力扰动[J].大地测量与地球动力学,2008,28(3):129-131.
- [2] 郝晓光,许厚泽,郝兴华,等.重力高频扰动与地震[J].地壳形变与地震,2001,21(3):9-13.
- [3] 郝晓光.L&R-ET重力仪在南极中山站记录到“不明地质事件”[J].极地研究,1997,9(3):214-215.
- [4] 朱传镇,房明山,安镇文.脉动与地震关系初步探讨[J].地球物理学报,1977,20(1):20-32.
- [5] 韩元杰.预滑与地震——长周期波动研究[J].西北地震学报,1984,6(1):10-15.
- [6] 冯德益,潘琴龙,郑斯华,等.长周期形变波及其所反应的短期和临震地震前兆[J].地震学报,1984,6(1):41-56.
- [7] 陈德福,罗荣祥,刘国培.倾斜异常图像分类及其特征浅析[J].地震学报,1986,8(2):211-225.
- [8] 姚同福,付印发,侯康明,等.1976年松潘7.2级地震前几种异常波形的记录特征及其在大震短临预报中的应用[J].西北地震学报,1994,16(2):57-61.
- [9] 张晓东,马文静.1994年2月16日共和5.8级地震短临预报实况[J].地震,1995(1):20-28.
- [10] Dziewonski A M, Gilbert F. Temporal variation of the seismic moment tensor and evidence of precursive compression for two deep earthquakes[J]. Nature, 1974, 247: 185-188.
- [11] Kanamori J, Cipar J J. Focal process of the Great Chilean Earthquake May 22, 1960[J]. Phys. Earth. Planet. Inter, 1974, 9: 128-136.
- [12] Kerr R. Quake prediction by Seismic Oxymora? Science, 1990, 248: 1490.
- [13] Ihmlé P F, Harabaglia P, Jordan T H. Teleseismic detection of slow precursors of the Great 1989 Macquarie Ridge Earthquake[J]. Science, 1994, 261: 177-183.
- [14] Ihmlé P F, Jordan T H. Teleseismic search for slow precursors to large earthquake[J]. Science, 1994, 266: 1547-1551.

- [15] Monastersky R. Before the quake: Detecting the slow groan[J]. Science News, 1994, 146(23): 374.
- [16] McGuire J J, Ihmle P F. Time-domain observations of a slow precursor to the 1994 Roman the transform earthquake[J]. Science, 1996, 273: 82-85.
- [17] Kerr R. Seismology: A slow start for earthquakes[J]. Science, 1998, 279: 985.
- [18] Kizawa T. 大地震前后重力仪的记录[J]. 国外地震, 1972(1):39-41.
- [19] Kanamori H, Cipar J J. Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960[J]. Physics of the earth and planetary interiors, 1974, 9: 128-136.
- [20] 吴忠良, 蒋长胜. 近期国际地震预测预报研究进展的几个侧面[J]. 中国地震, 2005, 21(1):103-112.
- [21] Geller R J, Jackson D D, Kagan Y Y, et al. Earthquakes cannot be predicted[J]. Science, 1997, 275: 1616-1617.
- [22] Cyranoski D. A seismic shift in thinking[J]. Nature, 2004, 431: 1032-1034.

原载《地球物理学进展》2008年第4期

# 2009年3月19日 Mw7.6级汤加大地震的“震前扰动”现象

胡小刚, 郝晓光

2008年5月12日发生8.0级汶川大地震,我们根据武汉大地测量国家野外科学观测站的重力仪资料和国家地震台网的宽带地震仪资料最先指出:汶川大地震存在约两天左右的“震前扰动”现象、信号周期为4~8秒<sup>[1-3]</sup>。随后有专家指出:“震前扰动”现象与台风的影响密切相关<sup>[4-5]</sup>。我们仔细研究了 Rammasun 台风和 LingLing 台风对2008年5月12日8.0级汶川大地震“震前扰动”和2001年11月14日8.1级昆仑山大地震“震前扰动”<sup>[6]</sup>的影响之后认为:不能将“震前扰动”现象的原因简单地完全归咎于台风影响<sup>[7]</sup>。

2009年3月19日(当地时间20日早晨6点17分),南太平洋岛国汤加海域发生了里氏7.9级(Mw7.6级)的大地震。震中位于汤加首都努库阿洛法南偏东方向213公里的太平洋海域,刚好在汤加大海沟旁边(见图1),震源深度约10千米。汤加大地震发生后,我们通过美国地震研究联合会(IRIS)的数据管理中心(DMC),下载了汤加大地震震中附近地震台站的宽带地震仪连续观测资料。分析这些观测资料(LHZ分量)后发现:地震发生前十几天中,这些台站的宽带地震仪都不同程度地记录到了“震前扰动”现象。

图1显示了四个地震台站 OUZ、MSVF、AFI 和 RAR 的位置。4个台站分别位于震中四周,其中 MSVF 距震中最近,距离大约为 8.54°;Ouz 距震中最远,距离约为 15.83°。AFI 和 RAR 距离震中分别为 9.5°和 14.03°。我们用小波滤波器处理了观测数据。图2和图3显示:从3月4日开始,4个台站都不同程度地记录到了异常扰动现象,扰动信号的周期范围为2~10s,主要集中在4~8s。但4个台站记录到的异常扰动波形有一定的区别,这说明扰动现象是由多个扰动源造成。

汤加群岛区域地处南太平洋地质活动频繁地带,该区域位于太平洋“火圈”上。太平洋“火圈”是太平洋上连接智利、阿拉斯加、瓦努阿图以及汤加的大弧圈,其上经常爆发地震和火山。汤加地震发生前3天的3月16日,汤加海域的一座海底火山爆发,爆发地点位于汤加主岛汤加塔布岛西南海岸约11千米处(见图1),该海域下面是火山聚集区,海底火山多达36个。火山爆发一直延续到3月21日,结束时创建了一座数百平方米新的小岛。火山喷发前后往往会出现震动现象。火山爆发时,地下岩浆的活动引起地应力变化,从而产生火山震动现象。因此,4个台站记录到的异常扰动的原因之一可能是火山震动。



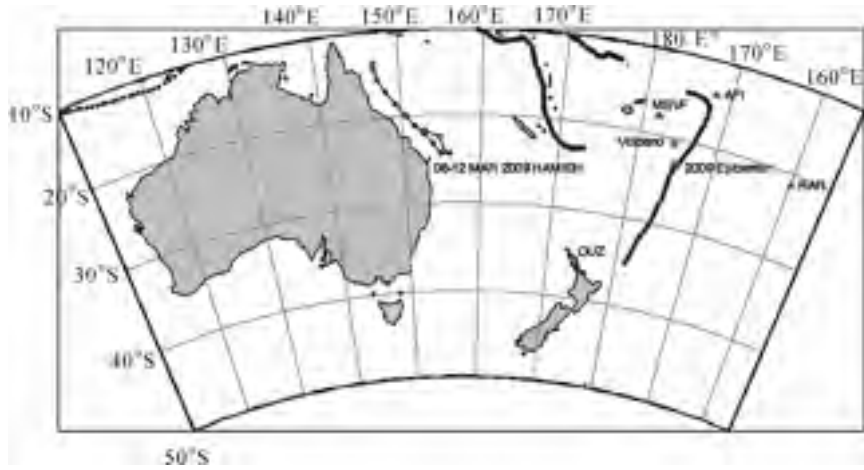
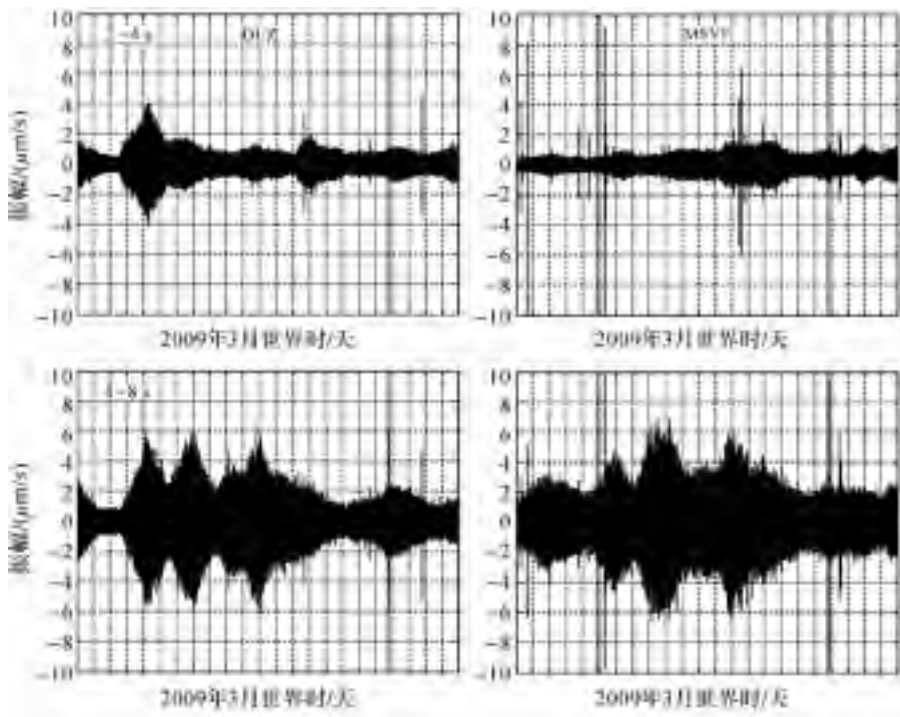


图 1 四个地震台站 OUZ, MSVF, AFI 和 RAR 的位置

注:图中曲线表示太平洋海沟。2009年3月19日汤加大地震震中位于汤加大海沟旁边,图中还显示了3月16日爆发的汤加海底火山的位置以及飓风 HAMISH 的路径。



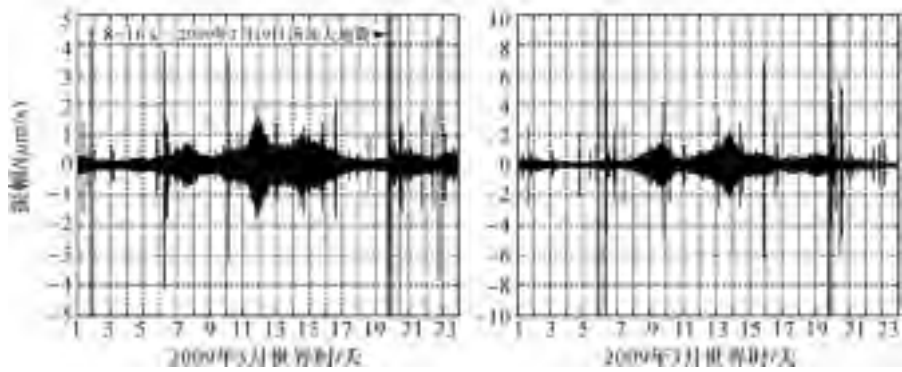


图2 地震台站 OUZ、MSVF 记录到的 2009 年 3 月 19 日汤加大地震“震前扰动”现象

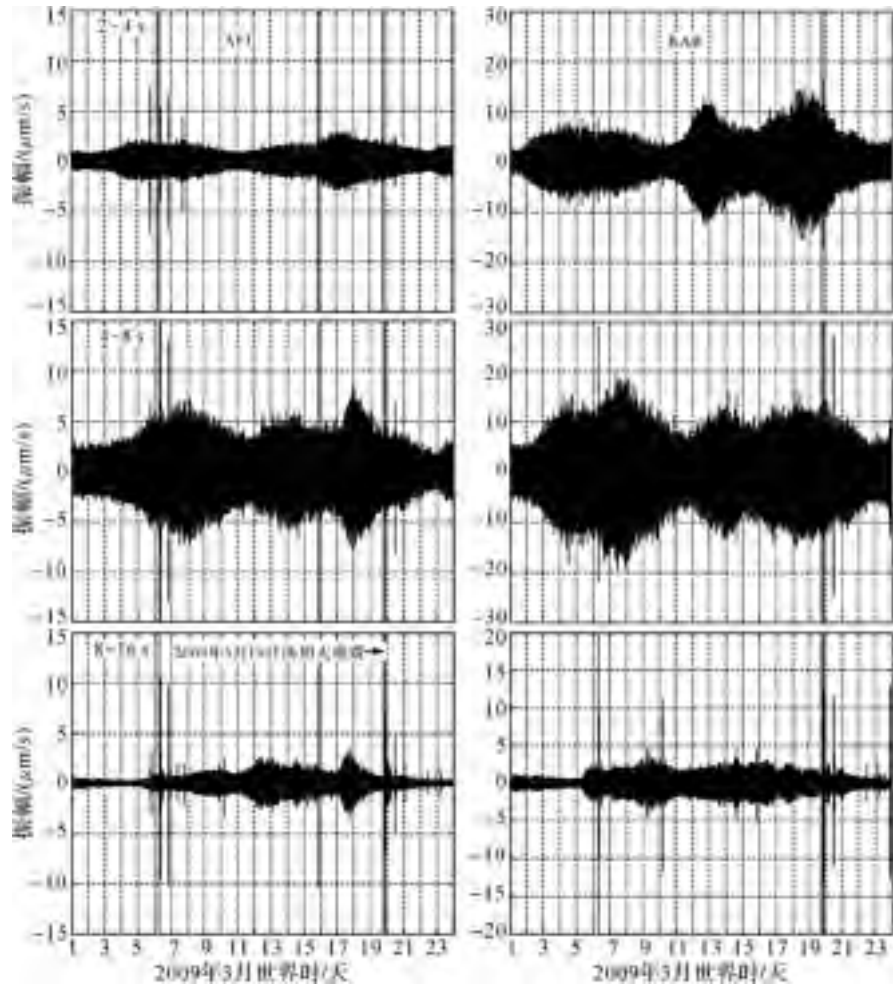


图3 地震台站 AFI、RAR 记录到的 2009 年 3 月 19 日汤加大地震“震前扰动”现象

注：扰动信号在 4~8 s 周期段很强，在 2~4 s 和 8~16 s 周期段中较弱。

另外,3月5日至3月12日,澳大利亚西海岸附近产生了一次4级飓风HAMISH,风力最高达135 knot/h。HAMISH的运动路径见图1。根据英国海洋学家Languet-Higgins的海浪非线性干涉理论<sup>[8-11]</sup>,飓风或台风发生在靠近海岸的浅水海域上空时,会引起巨浪冲击海岸和海底,产生大量的反射波浪。反射波浪与原生海浪相互干涉后产生很强的海浪驻波,海浪驻波引起的海水压强变化可传递到海底而不衰减,因此海浪驻波可在海底激发强烈的微地震(microseismic)。因此,4个台站记录到的异常扰动的另一个原因是飓风HAMISH。

汤加大地震“震前扰动”现象的出现使得对“震前扰动”现象的研究显得更加必要了。昆仑山大地震、汶川大地震、汤加大地震都出现了“震前扰动”现象,且都与台风影响有关,这难道是巧合吗?问题是,强台风引起的微地震有可能触发大地震吗?

我们正在对汤加大地震“震前扰动”与台风影响的关系,以及昆仑山大地震、汶川大地震和汤加大地震“震前扰动”现象的异同进行深入的研究,结果将另文发表。

### 参考文献

- [1] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等.汶川大地震前的重力扰动[J].大地测量与地球动力学,2008,28(3):129-131.
- [2] 郝晓光,胡小刚.宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J].地球物理学进展,2008,23(4):1332-1335.
- [3] 胡小刚,郝晓光.汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J].地球物理学报,2008,51(6):1726-1734.
- [4] 张雁滨,蒋骏,廖盈春,等.宽频带地震计及倾斜、重力仪对长周期波动信号的综合观测[J].地震学报,2008,30(6):626-633.
- [5] 傅容珊,万柯松,崇加军,等.地震前兆还是其他因素?——与“汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探”作者商榷[J].地球物理学报,2009,52(2):584-589.
- [6] 杨又陵,赵根模,高国英,等.2001年11月14日昆仑山口西M8.1地震前的缓慢地震事件[J].国际地震动态,2003(9):1-4.
- [7] 胡小刚,郝晓光.强台风对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析[J].地球物理学报,2009,52(5):1363-1375.
- [8] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 1-35,243.
- [9] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963(1), 177-209.
- [10] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168, 571-582.
- [11] Tanimoto T. Excitation of microseisms. Geophys[J]. Res. Lett., 2007, 34, L05308, doi:10.1029/2006 GL029046.

# IRIS 台网地震仪资料出现 2010/01/12 海地大地震“震前扰动现象”

胡小刚, 薛秀秀, 郝晓光

2010年1月12日 21:53:09 UTC(当地时间 2010年1月12日 16时 53分), 一场 Mw 7.0 级大地震袭击了加勒比岛国海地;据美国 USGS 的观测分析,震中位于  $18.457^{\circ}\text{N}$ ,  $72.533^{\circ}\text{W}$ , 其深度为 13.00 千米, 距离海地首都太子港约 25 千米<sup>[1]</sup>。这是海地自 1770 年以来遇到的最强烈的地震。大地震导致太子港大量建筑物坍塌, 其中包括总统府和联合国维和部队驻地。据国际红十字会初步估计, 此次大地震可能造成 20 万人死亡, 并为海地带来多达 300 万难民。令人尤为痛心的是 8 名中国维和人员在这次大地震中不幸遇难。

海地地震后, 美国地震研究联合会 (Incorporated Research Institutions for seismology, IRIS) 的数据管理中心 (DMC) 及时提供了海地大地震震中附近宽带地震仪的连续观测数据。我们仔细分析这些地震观测资料 (LHZ 分量) 后发现: 许多宽带地震仪都显著地记录到了“震前扰动”现象, 扰动信号从大地震前两天的 1 月 10 日开始一直持续到地震发生。用小波滤波器处理观测数据后, 扰动信号更加明显。扰动信号的周期范围为 2~10 秒, 主要集中在 4~8 秒。位于牙买加的地震台 MTDJ 和位于古巴关塔那摩的地震台 GTBY 记录到的扰动信号最为强烈(见图 1、图 2)。这两个地震台距离震中分别为 440 千米、220 千米。扰动传播范围很广, 远离地震中心 2 000 多千米的北美宽带地震仪也在相同的时间范围记录到了类似的扰动信号(见图 3)。图 4 显示 MTDJ 和 GTBY 都位于震中附近的转换断层上。

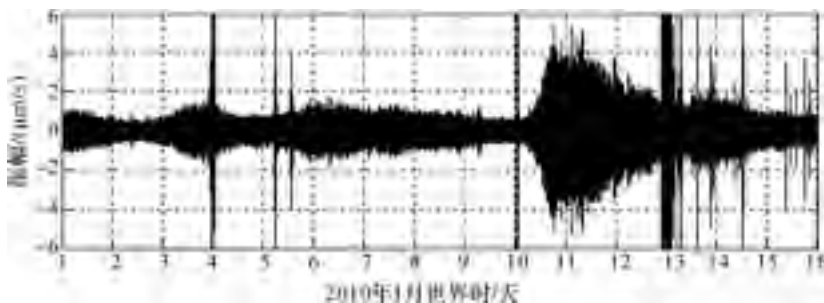


图 1 图为位于牙买加的地震台 MTDJ 在 2010 年 1 月 12 日海地大地震前记录到的异常扰动

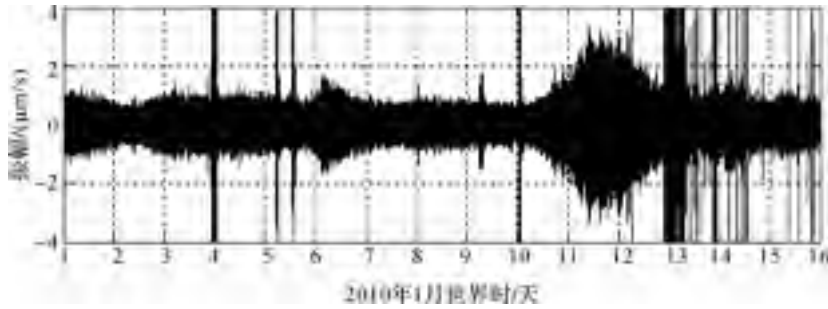
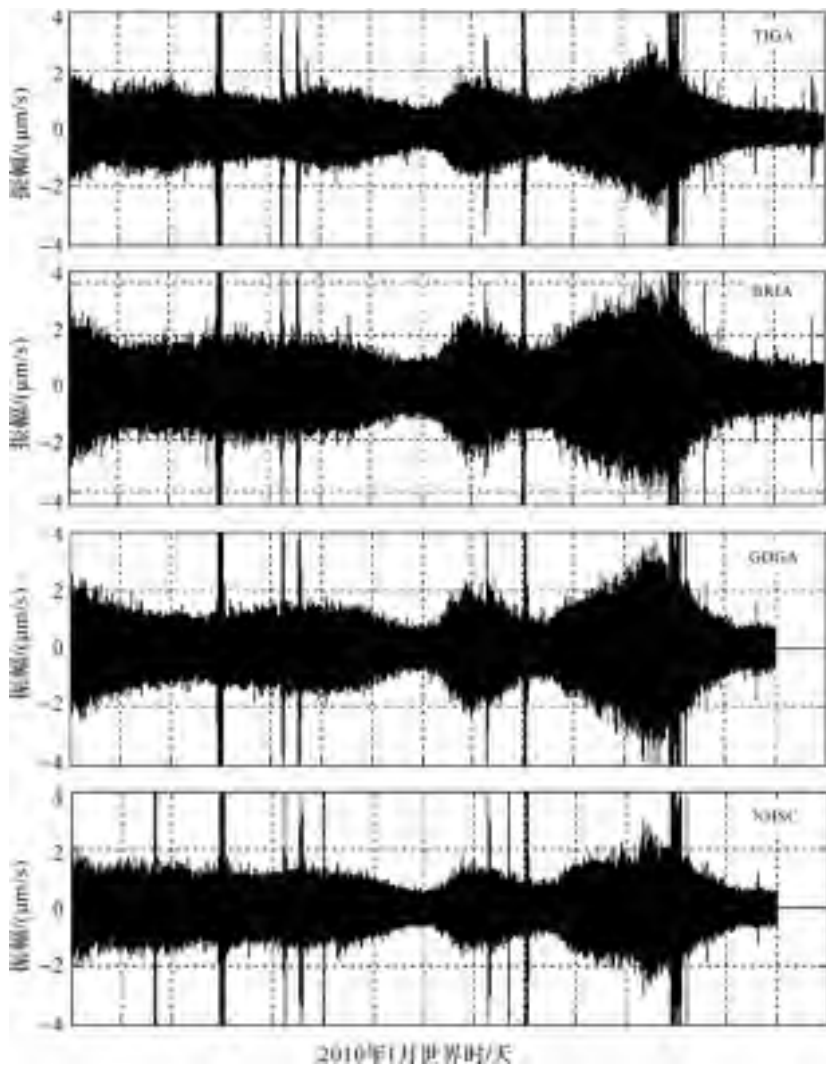


图2 图为位于古巴关塔那摩的地震台 GTBY 在 2010 年 1 月 12 日海地大地震前记录到的异常扰动



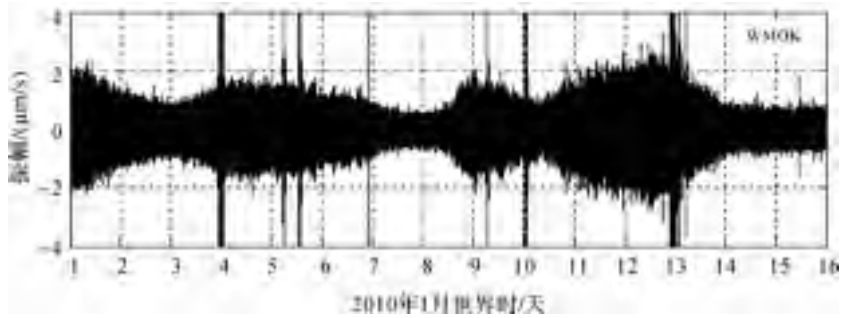


图 3 远离海地大地震地震中心的北美宽带地震仪在 1 月 10~12 日记录到了显著的非飓风微地震扰动信号

注:地震台 TIGA、BRIA、GOGA、NHSC、WMOK 距离地震中心的距离分别为 1 760 km、1 980 km、1 870 km、1 760 km、2 800 km。

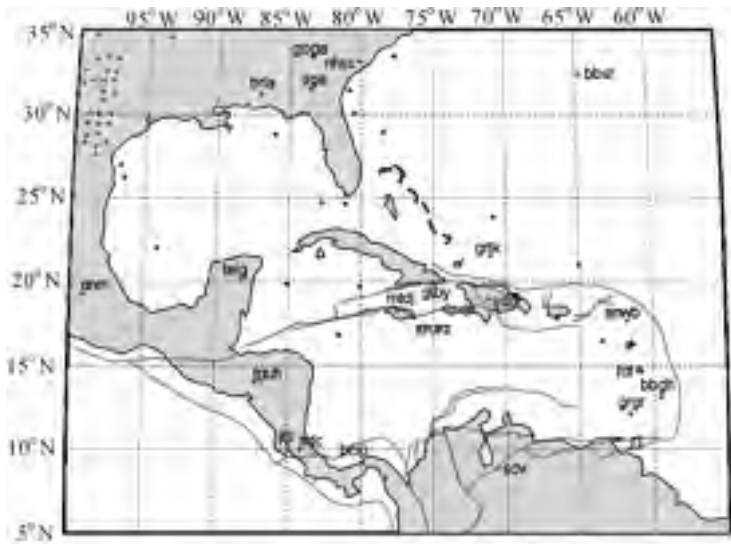


图 4 加勒比海域地图

注:图中表示了 2010 年 1 月 12 日海地大地震的震中位置、地震台的位置和海洋浮标的位置。这些浮标在大地震前两天均未记录到强烈的风暴。图中还显示了加勒比海域的断层,其中有表示转换断层和沟状断层。震中和地震台 MDTJ 位于走滑断层 EPGFZ。

很多情况下,宽带地震仪记录中的异常扰动信号是与海洋风暴有关的微地震信号,显著的异常扰动往往是强台风(飓风)激发的海浪冲击海底引起的微地震,其中海浪驻波激发的二次微地震的 Rayleigh 面波可传播到 2 000 多千米外的区域,导致这些区域的宽带地震仪、重力仪记录、应变仪、倾斜仪记录到异常大的扰动信号<sup>[2~9]</sup>。但是我们注意到:根据美国海洋和大气局(National Oceanic and atmos-

pheric administration, NOAA) 下属的国家飓风中心提供的气象数据, 1月10~12日微地震发生期间, 加勒比海域及周围的墨西哥湾、大西洋海域、太平洋海域都没有发生任何显著的海洋风暴(见图4)。虽然加勒比海域是飓风多发区域, 但大西洋-加勒比海域飓风季节在每年的6~11月, 而1~3月是加勒比海域的安静期。因此可以肯定海地大地震前显著的微地震现象与剧烈的热带海洋风暴无关。

此前, 我们处理中国地震台网的宽带地震仪观察数据, 发现在昆仑山大地震、汶川大地震爆发前都存在与海洋风暴不相关的异常扰动。海地大地震“震前扰动”的出现, 使得对这类“震前扰动”现象的研究显得更加必要。

### 参考文献

- [1] Magnitude7.0-Haiti region[OL]. <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/recenteqsww/Quakes/us2010rja6.php#details>.
- [2] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243: 1-35.
- [3] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963(1): 177-209.
- [4] Tanimoto T, Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571-582.
- [5] Tanimoto T, Excitation of microseisms[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L05308, doi:10.1029/2006.GL029046.
- [6] 郝晓光, 胡小刚, 许厚泽, 等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. 大地测量与地球动力学, 2008, 28(3): 129-131.
- [7] 郝晓光, 胡小刚. 宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J]. 地球物理学进展, 2008, 23(4): 1332-1335.
- [8] 胡小刚, 郝晓光. 台风 Rammasun 和台风 LingLing 对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析[J]. 地球物理学报, 2009, 52(5): 1363-1375.
- [9] 胡小刚, 郝晓光. 2009年3月19日 Mw7.6级汤加大地震的“震前扰动”现象[J]. 地球物理学进展 2009, 24(3): 866-870.

原载《地球物理学进展》2010年第1期

# 汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探

胡小刚,郝晓光

## 一、前言

早在1997年,中科院测量与地球物理所研究员郝晓光在南极进行科学考察时就注意到:某些地震发生前两天左右,Lacoste ET重力仪往往会观测到一些异常扰动信号<sup>[1,2]</sup>。2008年5月12日里氏8.0级汶川大地震发生后,我们首先对武汉大地测量国家野外科学观测研究站的Lacoste ET重力仪(距离震中约1 050 km)的观测资料进行了分析,结果表明地震发生两天前重力仪开始记录到明显的异常扰动,其周期范围为4~8 s<sup>[3]</sup>。为证实重力仪观测到的异常扰动信号不是由于仪器本身的故障和周边环境的影响,我们又收集和整理了全国数十个台站的宽带地震仪资料,令人惊讶的是:这些台站的宽带地震仪都在汶川大地震发生前记录到了类似的异常扰动信号<sup>[4]</sup>。为进一步研究这一异常扰动现象,我们对国家测震台网的40台宽频带地震仪在5月7日~5月13日的观测数据进行了分析。分析结果表明这些仪器在汶川大地震前1~3天内也都不同程度地记录到了类似的异常扰动。本文对汶川大地震前宽带地震仪观测到的异常扰动现象进行介绍,并对引起这些现象的原因进行初步的探讨。

## 二、汶川大地震前观测到的短临异常现象

2008年5月12日14:28,里氏8.0级强烈地震似乎毫无前兆地袭击了四川省汶川县。然而,仔细分析5月7~13日国家测震台网武汉台三分量宽带数字地震仪的连续观测波形数据(见图1(a)),我们发现地震仪检测到一种低频异常扰动现象——振幅持续增大的颤动信号。具体表现为:地震发生前约三天内,地震仪三个分量的观测波形曲线都逐渐变粗,一直延续到地震发生(见图1(b))。我们了解到在这段时间,武汉台宽带地震仪工作正常,记录数据质量良好,当地气候风和日丽。而且武汉大地测量国家野外科学观测研究站的Lacoste ET重力仪(距离武汉台约5 km)也记录到了类似的异常扰动信号。因此可确定颤动信号的产生不是由于仪器本身的故障和周边气候环境的影响。对地震仪原始波形数据进行时频分析,发现颤动的信号周期范围为2~10 s,主要集中在4~8 s周期范围内。图1(c)表明在4~8 s周期范围内,异常颤动显得更加清晰。颤动信号的振幅从5月9日开始由小逐渐增大,一直延续到5月12日大地震发生。颤动信号的外包络线呈现明显的喇叭形状。



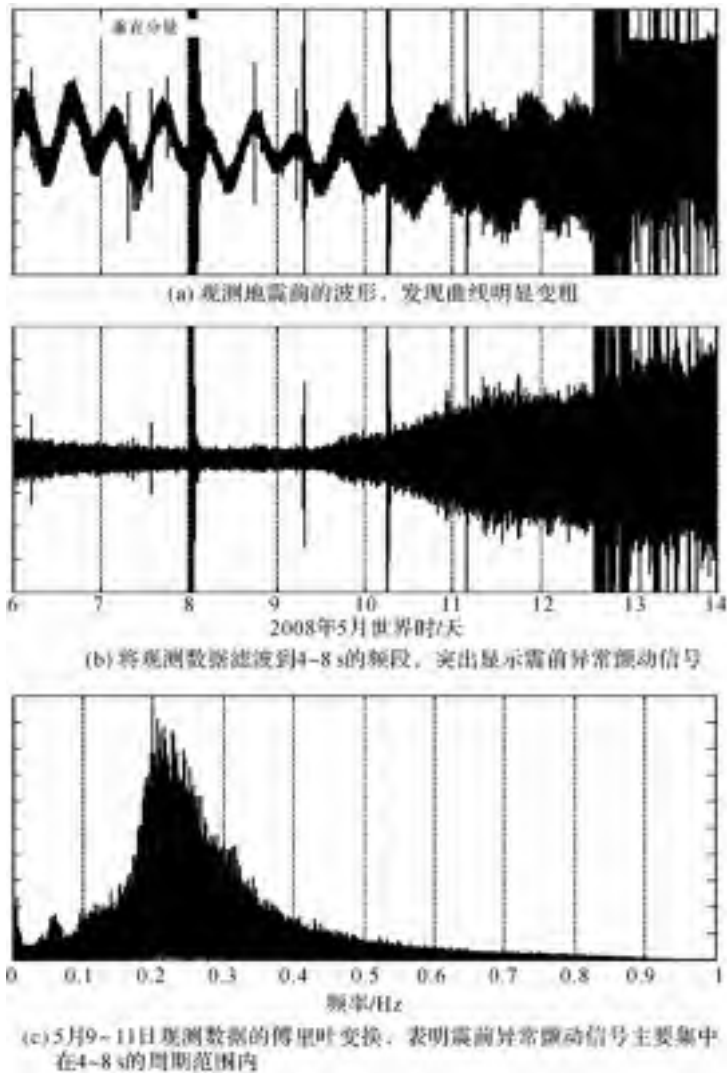


图1 武汉地震台的宽频带地震仪在2008年5月6~13日的连续观测记录

我们进一步处理了国家测震台网48个国家数字地震台站宽带地震仪的观测数据。国家测震台网是一个覆盖中国大陆的地震监测台网，台站布局采用均匀分布的原则，台站间距在500 km左右。其中40个台站在地震发生前后有连续可靠的观察数据。图2显示了40个台站的地理位置，表1给出了这些台站的基本信息。40个台站中有30个台站分别采用了国产超宽频带地震仪器JCZ-1或甚宽频带地震仪CTS-1，其观测数据采样频率为50 Hz。其余10个台站分别采用了瑞士产甚宽频带地震仪STS-1和宽频带地震仪STS-2，其观测数据采样频率为40 Hz。我们的分析结果表明，在汶川大地震前24~75小时内，40个台站的宽带地震仪都

不同程度地记录到了异常颤动信号,异常颤动的信号周期范围为 $2\sim 10\text{ s}$ ,且主要集中在 $4\sim 8\text{ s}$ 周期范围内。图3和图4显示了40个地震台记录到的震前颤动信号。由于颤动活动具有渐变起始的特征,很难使用标准地震定位程序对其定位。除了重力仪,地震仪记录到了颤动信号,我们发现倾斜仪也可清晰地记录到相同的颤动信号。图5显示重力仪和倾斜仪的观测结果。以上观测结果表明在汶川大地震主断裂发生前,宽带地震仪、重力仪和倾斜仪都检测到了相同的低频扰动信号。由于中国大陆目前运行的数字应变仪均采用分钟采样,我们无法在应变仪观测资料中发现此类扰动信号,这确实是一个遗憾。

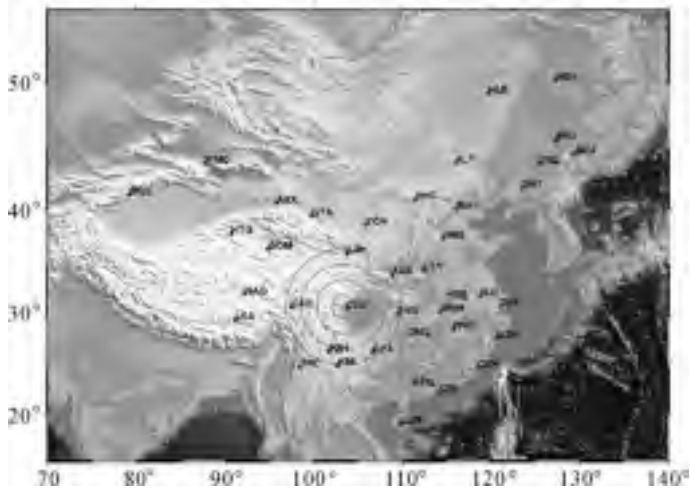
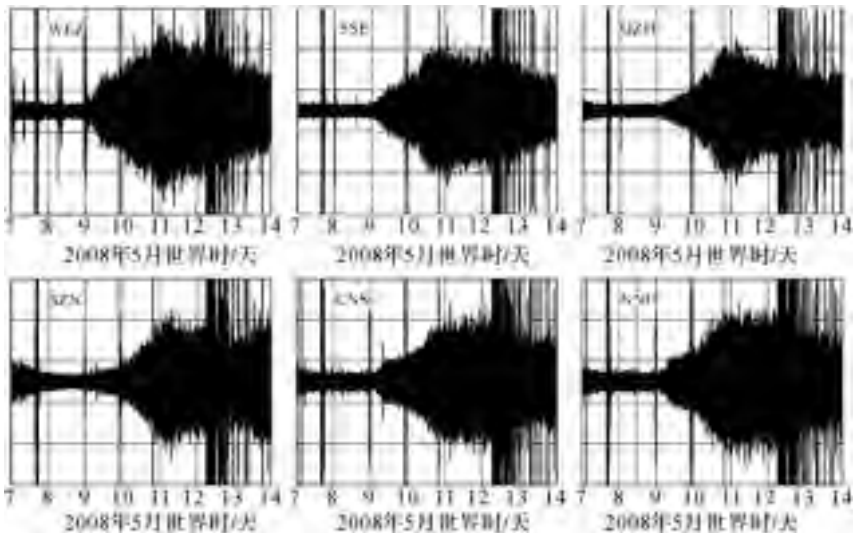


图2 国家测震台网大陆部分40个地震台分布图



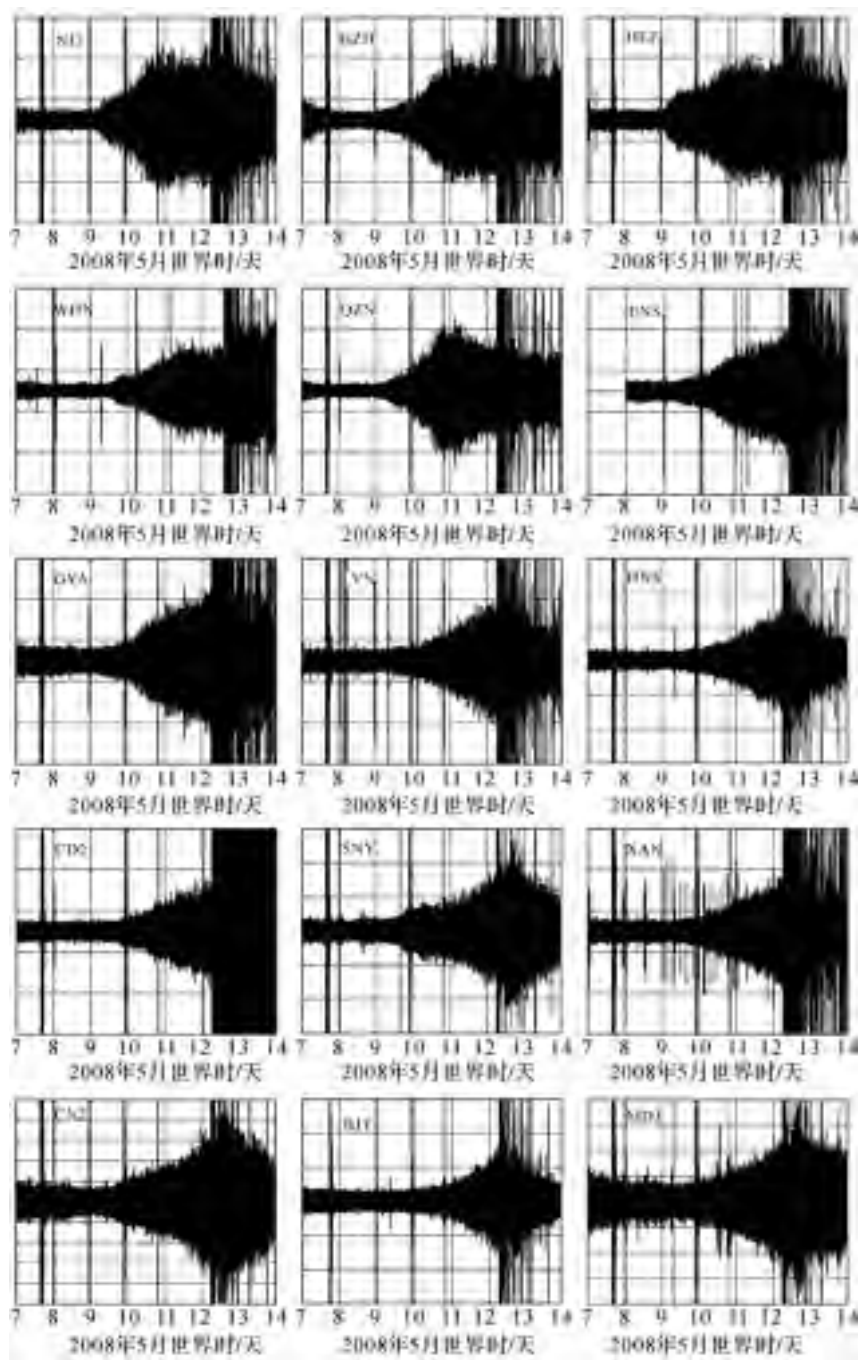
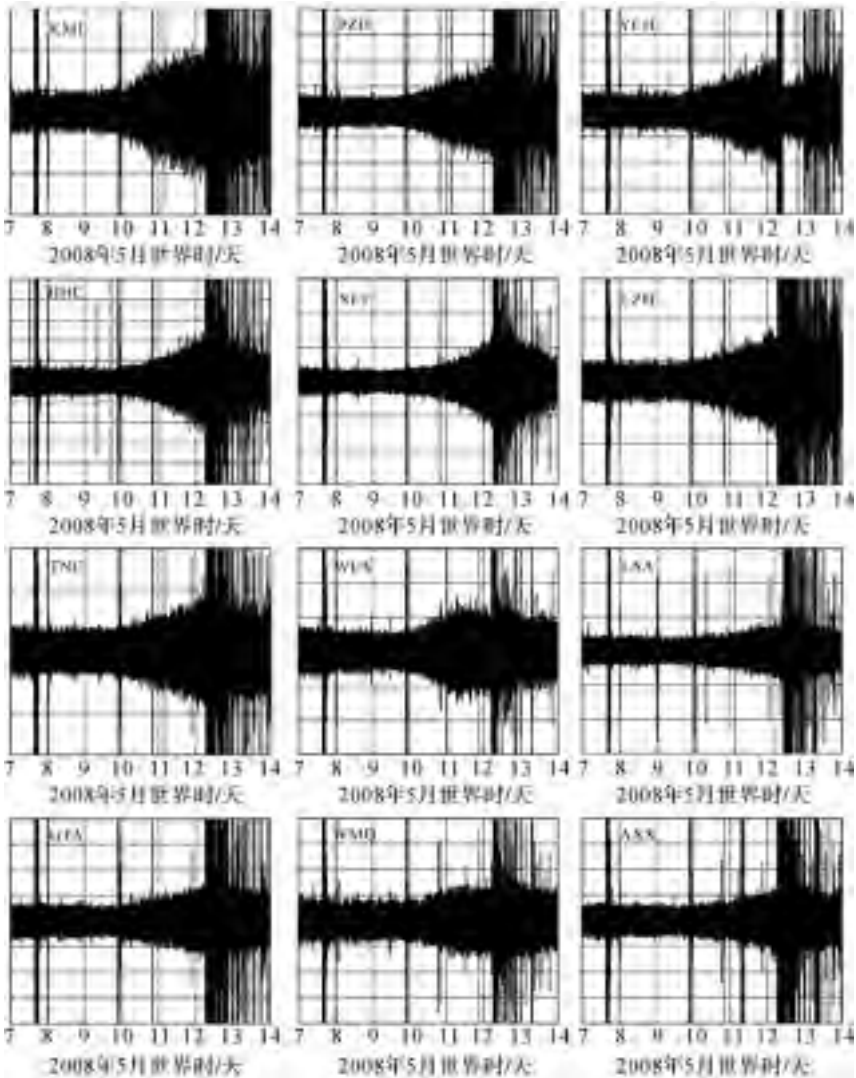




图3 龙门山断层以东的地震台记录到的震前颤动信号



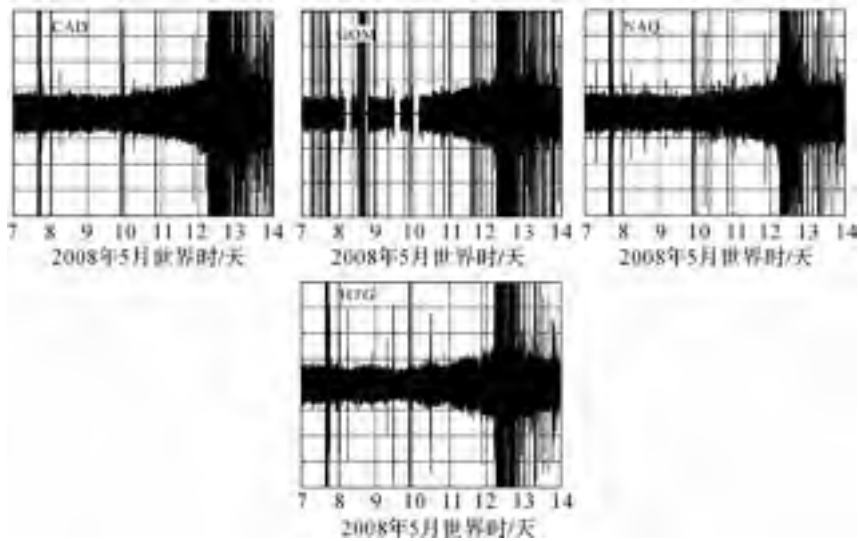


图4 龙门山断层以西的地震台记录到的震前颤动信号

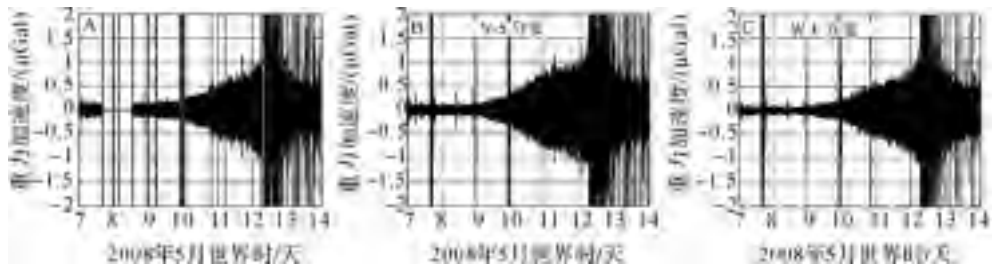


图5 重力仪和倾斜仪的观测结果

注:A为汶川大地震前位于武汉大地测量国家野外科学观测站的Lacoste ET型重力仪记录到的异常扰动,B和C为位于湖北黄梅地震台的宽带垂直摆倾斜仪记录到的异常扰动。黄梅地震台位于汶川东面,距离震中约1100 km。重力仪和倾斜仪的采样频率为1 Hz。

我们的观测发现,虽然汶川大地震震前扰动信号分布范围较广,但未表现出台站距离震中越近,颤动信号越强的特征。例如,一些距离震中较远( $>1500$  km)的东南部台站,如温州、泉州和上海佘山,检测到了很强的颤动信号,而且颤动开始时间也较早。而某些距离震中较近( $<600$  km)的西部台站,如昌都、兰州,检测到的颤动却很弱且开始时间也较晚。分析观测结果还表明震前扰动信号与台站相对震中的方位角有较大的关系。震中东南部台站检测到的颤动信号较强,而西部检测到的颤动信号却较弱。

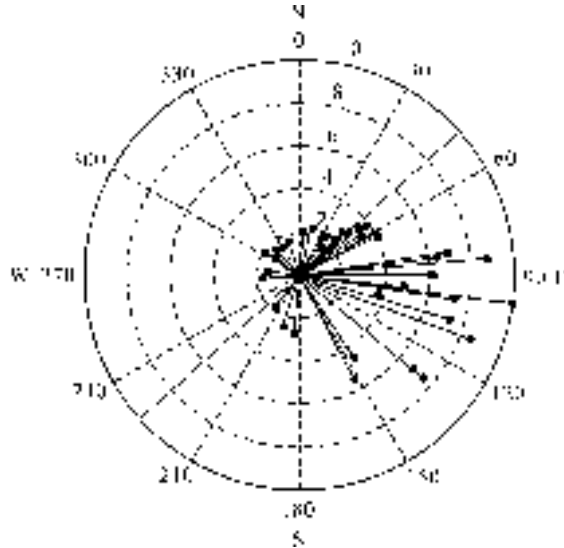


图6 反映台站震前颤动信号强度分布的罗盘图

注:原点是震中,虚线表示龙门山断裂带的方向,向量由各台站相对于震中的方位角和观测到的颤动信号强度计算得到。图中显示震前颤动信号在龙门山断裂带以西很弱,而在断裂带以东——华南地块上却很强。各台站震前颤动信号强度值可参见表1。

表1 40个台站的基本信息和扰动信号强度

台站名称	代码	仪器	震中距/km	扰动强度
温州	WZH	CTS-1	1 707.69	10.01
余山	SSE	STS-2	1 696.62	8.72
泉州	QZH	CTS-1	1 637.88	8.44
深圳	SZN	CTS-1	1 434.94	7.42
长沙	CNS	CTS-1	976.19	7.26
南昌	NNC	CTS-1	1 223.61	7.26
南京	NJ2	CTS-1	1 472.18	6.94
广州	GZH	JCZ-1	1 320.98	6.83
合肥	HEF	CTS-1	1 312.89	6.39
武汉	WHN	JCZ-1	1 050.78	6.18
琼中	QZN	STS-2	1 480.54	5.53
恩施	ENS	STS-2	591.51	4.81
贵阳	GYA	CTS-1	597.56	4.55
洛阳	LYN	CTS-1	938.82	4.02
红山	HNS	CTS-1	1 263.65	3.85
成都	CD2	JCZ-1	38.88	3.76
沈阳	SNY	JCZ-1	2 165.49	3.56

续表

台站名称	代码	仪器	震中距/km	扰动强度
西安	XAN	STS-2	622.05	3.43
长春	CN2	CTS-1	2 403.49	3.07
北京	BJT	STS-1	1 531.14	2.82
昆明	KMI	STS-2	651.93	2.68
攀枝花	PZH	CTS-1	522.69	2.46
宾县	BNX	CTS-1	2 644.02	2.38
银川	YCH	CTS-1	879.48	2.32
呼和浩特	HHC	JCZ-1	1 320.91	2.28
牡丹江	MDJ	STS-2	2 739.17	2.28
海拉尔	HLR	STS-1	2 452.49	2.23
锡林浩特	XLT	CTS-1	1 817.45	2.23
兰州	LZH	CTS-1	568.97	2.03
乌什	WUS	CTS-1	2 437.55	1.95
腾冲	TNC	CTS-1	814.94	1.81
拉萨	LSA	STS-2	1 179.79	1.72
高台	GTA	JCZ-1	990.44	1.69
黑河	HEH	JCZ-1	2 925.38	1.66
乌鲁木齐	WMQ	STS-2	1 980.03	1.64
安西	AXX	CTS-1	1 258.94	1.55
昌都	CAD	CTS-1	558.51	1.54
格尔木	GOM	JCZ-1	990.74	1.48
那曲	NAQ	CTS-1	1 060.85	1.45
花土沟	HTG	CTS-1	1 383.59	1.41

为定量研究颤动信号强弱与台站方位角的关系,我们将周期范围为 4~8 s 的颤动信号在 5 月 11 日的平均振幅与其在 5 月 8 日的平均振幅的比值定义为颤动信号的强度。在计算颤动信号强度时,若在这两天内的某一时段地震仪记录到了某些小地震信号,则将该时段的振幅设置为零。表 1 中给出了 40 个台站在汶川大地震前记录到的颤动信号的强度。为了直观反映颤动信号强度与台站方位角的关系,我们根据地震台相对于震中的方位角以及观测到的颤动信号强度,绘制了颤动信号强度分布罗盘图。图 3 显示震前颤动在龙门山断裂带以东很强,而在断裂带以西却很弱。在震中的东南部,也即华南地块,宽带地震仪记录到的颤动信号最强,信号强度均大于 5。在震中的东北部和南西部,宽带地震仪记录到的震前颤动信号较强,信号强度范围在 2~5 之间。而在震中的西部区域,震前颤动信号最弱,信号强度均小于 2。汶川大地震震前的颤动出现的范围虽然很广,但是显著的颤动大多出现在距离震中较远的中国大陆东南部,即华南地块区上。位于华南地块

靠近菲律宾板块的边缘处的台站记录到的颤动信号最强。

### 三、对汶川大地震前短临异常现象的初步分析

究竟是什么因素导致汶川大地震前地震仪在数千公里尺度范围几乎同时检测到了低频异常颤动?这种异常与汶川大地震究竟有什么联系?这些问题值得思考和研究。

从板块运动的角度分析,汶川大地震是印度板块推挤欧亚板块的结果。印度板块由南西向北东方向以大约 40 mm/a 的速度俯冲挤压欧亚板块<sup>[5,6]</sup>,不仅造成青藏高原的隆升,同时也挤压部分青藏高原地壳物质以大约 20 mm/a 的速度向东运动<sup>[5,6]</sup>。东流的物质受到扬子地块的刚性阻挡,在扬子地块边缘——四川西部产生了造山运动,形成了南起四川泸定、北达陕西勉县、长近 500 km、宽约 40~50 km、北东走向的龙门山脉,并使地质构造坚固的扬子地块岩层发生褶皱,形成了四川盆地<sup>[7,8]</sup>。在地质构造相对薄弱的龙门山脉形成了北东—南西走向的构造带——龙门山逆冲推覆断裂带。汶川大地震的最根本动力来源是青藏高原和华南地块之间的相对运动在断裂带上产生的能量积累和释放<sup>[9]</sup>。

近年来许多研究表明<sup>[10-13]</sup>,在一些俯冲构造带,如北美的卡斯卡迪亚古陆俯冲带,菲律宾俯冲带,南海(Nankai)俯冲带,沿板块边界经常可观测到一些微弱的低频颤动现象,其周期范围大约 0.2~1 s,与活火山附近观察到长周期地震和颤动的周期范围大致相同。因此这些颤动往往称为非火山成因颤动(non-volcanic tremor, NVT)<sup>[10,11]</sup>。NVT 常常与板块的缓慢滑动同时出现,因而 NVT 产生的原因之一可能与滑动时的摩擦过程有关<sup>[13-15]</sup>。这类伴随颤动出现的慢滑移现象受到了地震学家的广泛关注,因为位于板块界面的滑动事件增加了倾斜板块闭锁处的应力,一个滑动事件很可能触发俯冲带上的逆冲型大地震<sup>[11-16]</sup>。

汶川地震是典型的大陆板内地震。板内地震,究其根本原因,也和板间地震一样是由板块间的相对运动造成的。板内地震和板内变形及某些地带的稳定滑动(慢滑移)有着来自板块边界驱动的共同构造运动原因<sup>[17]</sup>。由于汶川大地震是由于青藏高原和华南地块之间的相对运动造成的,而显著的震前颤动信号也出现在华南地块上。因此我们推测,汶川大地震前在跨度为数千千米范围几乎同时记录到颤动信号的原因可能是:地震爆发前 3 天华南地块可能开始了慢滑移,滑移时的摩擦引发低频颤动,使得华南地块上的宽带地震仪检测到了明显的颤动信号。在华南地块靠近菲律宾板块的边缘处,由于摩擦强度较大,因而产生的颤动较强。因此温州、泉州和上海佘山等位于华南地块边缘的台站检测到了较强的异常颤动信号。当然也存在另一种可能:汶川大地震发生前,菲律宾板块俯冲挤压华南地块,也会在华南地块引起颤动,并在其边缘引起很强的颤动。要证实这些推测还需要分析研究更多的地震和 GPS 连续观测数据。



汶川大地震发生前的异常颤动信号在中国大陆西部地区表现最弱。我们认为这一现象与青藏高原地壳的低速体(高温,低密度)特性有一定的关系。地震波层析成像,重力反演的研究表明青藏高原地壳的密度明显低于扬子地块<sup>[18,19]</sup>,地震体波的层析反演研究还表明青藏高原地壳内部存在部分熔融现象<sup>[20-23]</sup>,因此震前颤动信号在青藏高原传播会受到削弱。另外,青藏高原上存在的众多的断裂带也会阻碍震动信号的传播。实际上,汶川地震发生后,我国大陆东南部地区,我国台湾和日本等地都有明显的震感,但西部地区震感却较弱。这也是由于源自龙门山的地震波在向西传播时衰减较快的缘故。

回顾 2001 年 11 月 14 日 8.1 级昆仑山大地震:在地震发生前约 3 天,新疆境内的 5 个地震台(距离震中 740~1 400 km)的宽带地震仪也检测到了明显的颤动信号,颤动的产生原因可能与昆仑山断裂带在大震前发生稳定滑动有关<sup>[24]</sup>。昆仑山地震前的颤动持续时间约为 2 天;我们的分析表明颤动信号的周期范围为 4~10 s。昆仑山地震前的颤动信号特征与汶川大地震前的颤动信号特征非常类似,这似乎可以相互印证两个大地震爆发前存在类似的扰动机制。

#### 四、结束语

我们介绍了汶川大地震发生前 2~3 天宽带地震仪普遍观测到的低频颤动现象,并对产生这一异常现象的成因进行了初步的分析。我们还需广泛收集和分析更多地震爆发前宽带地震仪、重力仪、倾斜仪和应变仪的连续观测数据,对汶川大地震发生前异常颤动现象的内在机理进行进一步的深入研究和定量分析。下一步尤其需要分析地震爆发前 GPS 连续观测数据,给出华南地块在地震爆发前是否存在慢滑移的直接证据,从而分析慢滑移的速率、方向、力源及边界条件。这将是我們今后的研究方向。

对中国大陆大地震( $M_s \geq 7.0$ )统计结果表明,大震前发生缓慢运动并有异常低频扰动记录的比例很大,而且多数出现在震前 7 天之内<sup>[25]</sup>。值得思考的是:2008 汶川大地震前与 2001 昆仑山大地震前都检测到了颤动信号,而且信号特点非常相似。因此震前颤动的观测与研究有可能对了解断层失稳过程和实现断层大地震短临预报提供线索。地震预测一直是公认的世界性难题,人类在多大程度上能够预测地震,取决于人类对地震发生的原因及物理条件的认识,依赖于能否记录到可重复出现的震前各种异常变化,也就是可用于预测地震的前兆信号。因此,我们还需广泛收集和仔细分析更多地震事件发生前多种地球物理连续观测数据,研究何种类型的地震发生前会出现类似于汶川大地震的短临异常,深入揭示这种类型短临异常的特点及其规律性,这样才能在探索地震预报的征途上迈出坚实的一步。

## 参考文献

- [1] 郝晓光. L&R-ET 重力仪在南极中山站记录到“不明地学事件”[J]. 极地研究, 1997, 9(3):214-215.
- [2] 郝晓光,许厚泽,郝兴华,等. 重力高频扰动与地震[J]. 地壳形变与地震. 2001, 21(3): 9-13.
- [3] 郝晓光, 胡小刚, 许厚泽, 等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. 大地测量与地球动力学, 2008,28(3): 129-131.
- [4] 郝晓光, 胡小刚. 宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J]. 地球物理学进展, 2008, 23(4): 1332-1335.
- [5] Wang Q, Zhang P Z, Freymueller J T, et al. Present-day crustal deformation in China constrained by Global Position System measurements[J]. Science, 2001(294): 574-577.
- [6] Zhang P Z, Shen Z, Wang M, et al. Continuous deformation of the Tibetan plateau from global positioning system data[J]. Geology, 2004, 32(9): 809-812.
- [7] 许志琴,李化启,侯立玮,等. 青藏高原东缘龙门山—锦屏造山带的崛起—大型拆离断层和挤出机制[J]. 地质通报, 2007, 26(10): 1262-1276.
- [8] Burchfiel B C, Royden L H, van der Hilst R D, et al. A geological and geophysical context for the Wenchuan earthquake of 12 May 2008, Sichuan, People's Republic of China[J]. GSA today, 2008, 18(7): 4-11.
- [9] 张培震,徐锡伟,闻学泽,等. 2008年汶川8.0级地震发震断裂的滑动速率、复发周期和构造成因[J]. 地球物理学报, 2008, 51(4): 1066-1073.
- [10] Obara K. Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan[J]. Science, 2002, 296(31):1679-1681.
- [11] Rogers G, Dragert H. Episodic tremor and slip on the cascadia subduction zone: The chatter of silent slip[J]. Science, 2003,300: 1942-1943.
- [12] Schwartz S Y, Rokosky J M. Slow slip events and seismic tremor at circum-Pacific subduction zones [J]. Rev. Geophys. 2007, 45, RG3004, doi: 10. 1029/2006RG000208.
- [13] Shelly D R, Gregory C B, Satoshi I, et al. Low-frequency earthquakes in Shikoku, Japan, and their relationship to episodic tremor and slip [J]. Nature, 2006, 442 (7099), 188-191. Gregory C. Beroza<sup>1</sup>, Satoshi Ide<sup>2</sup> and Sho Nakamura<sup>3</sup>.
- [14] Ide S, Shelly D R, Beroza G C. Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L03308, doi:10.1029/2006GL028890.
- [15] Shelly D R, Gregory C B, Satoshi I. Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms[J]. Nature, 2007, 446(7133): 305-307.
- [16] Dragert H. Mediating plate convergence[J]. Science, 2007, 315: 471-472.
- [17] 王妙月. 板内地震成因与物理预报[J]. 地球物理学报, 1994, 34(增刊1):208-213.

- [18] 方剑, 许厚泽. 中国及邻区岩石层密度三维结构[J]. 地球物理学进展, 1999, 14(2): 88-93.
- [19] 柯小平, 王勇, 许厚泽, 等. 青藏高原地壳三维密度结构的重力地震反演[J]. 地球物理学进展, 2009, 24(2): 448-455.
- [20] Kind R, et al. Evidence from earthquake data for partially molten crustal layer in Southern Tibet[J]. Science, 1996(274): 1692-1693.
- [21] Kind R, et al. Seismic images of crust and upper mantle beneath Tibet: Evidence for Eurasian plate subduction[J]. Science, 2002(298): 1219-1221.
- [22] 李海鹏, 姜枚, 王有学, 等. 青藏高原地壳的低速层与部分熔融[J]. 物探与化探, 2004, 28(4): 290-293.
- [23] 薛光琦, 王有学, 宿和平. 拉萨地体内低速异常成因的探讨——壳内局部熔融的地震层析证据[J]. 地球学报, 2005, 26(5): 411-415.
- [24] 杨又陵, 赵根模, 高国英, 等. 2001年11月14日昆仑山口西 M8.1 地震前的缓慢地震事件[J]. 国际地震动态, 2003, 9, 1-4.
- [25] 赵根模, 杨港生, 陈化然. 寂静的前震与地震预测[J]. 地震, 2001, 21(1): 69-76.

原载《地球物理学报》2008年第6期

# 强台风对汶川大地震和昆仑山大地震 “震前扰动”影响的分析

胡小刚, 郝晓光

## 一、前言

2008年5月12日14时28分,里氏8.0级强烈地震袭击了四川省汶川县。武汉大地测量国家野外科学观测研究站的LacosteET重力仪在地震发生前两天开始记录到了明显的异常扰动<sup>[1]</sup>。随后我们发现国家测震台网多个台站的地震仪、重力仪和倾斜仪在汶川大地震发生前都记录到了类似的异常扰动<sup>[2,3]</sup>:在汶川大地震发生前2~3天,扰动信号开始出现,并逐渐增大;扰动信号振幅的外包络线呈现明显的喇叭形状;扰动信号的周期范围为2~8s,主要集中在4~8s范围。

汶川大地震的“震前扰动”信号出现在低频地脉动频段。地脉动是地壳微弱的弹性波运动。产生地脉动的原因很多,但产生低频地脉动的主要原因是海浪。通常情况下,远离海岸的中国内陆的地震仪记录到的地脉动信号是振幅变化稳定的信号。在强台风靠近或进入沿海区域时,这些地震仪经常会记录到异常的地脉动信号,其振幅在台风发生期间内明显增大。但在一些强震前后,即使没有台风的影响,宽带地震仪也能记录到一些异常的震动信号。这些信号相对正常的地震波而言,其频率较低,衰减时间较长。

2008年5月8~13日西太平洋上空产生了一次14级强台风Rammasun(威马逊),Rammasun移动路径距离中国海岸的较远,即使是最近处也达约1300km。因此,Rammasun对中国近海气象无影响。但是,由于汶川大地震的“震前扰动”现象与台风Rammasun的发生在时间上十分巧合,人们有理由怀疑台风Rammasun与汶川大地震的“震前扰动”扰动现象有关。类似的情况,2001年11月14日昆仑山Ms8.1级大地震发生前约80小时起,国家地震局测震台网中的宽带地震仪都记录到了明显的“震前扰动”现象,而在此期间中国南海上空刚好也产生了一次17级的强台风LingLing(玲玲)。LingLing距离中国海岸最近处仅有约700km。昆仑山大地震的“震前扰动”现象是否也与台风有关?

本文首先介绍了如何用小波分析方法从地震仪的观察记录中提取地脉动信号。在分析研究了台风引起地脉动异常的机理后,我们调查了多个发生在西太平洋上空的台风事件,其中一些台风的行动路径距中国海岸较近,有一些较远,还有些台风的强度及行动路径与台风Rammasun相似。利用中国地震局测震台网中

的宽带地震仪的连续观测数据,我们用小波分析方法和傅里叶分析方法提取这些台站在台风事件发生期间所记录到的地脉动信号。通过分析地脉动信号的振幅变化与台风强度和行动路径的关系,探讨汶川大地震前的“震前扰动”以及昆仑山大地震的“震前扰动”是否与台风事件有关。

## 二、小波方法提取地脉动信号

西安地震台(XAN)、恩施地震台(ENH)和昆明地震台(KMI)都采用瑞士产 STS 型宽频带地震仪,连续观测记录地震波。STS 型地震仪的低频通道(LHZ、LHE、LHN)可提供采样率为 1 Hz 的低频地震波连续观测数据。地脉动信号是这种低频地震波观测记录中的高频信号,且集中在较窄的频率范围(0.1~0.5 Hz)内。小波分析方法十分适合提取这种高频窄带信号。国产宽频带地震仪(JCZ 型或 CTS)只提供采样率为 50 Hz 的连续观测数据,我们先将观测数据重新采样,采样率为 1 Hz 的连续观测数据,然后再用小波分析方法提取异常扰动信号。

我们采用小波带通滤波器从地震仪连续观测记录中提取地脉动变化的时间序列,然后与台风过程(台风的强度和路径变化)进行比较,分析台风过程与地脉动变化的关系。我们所用的小波带通滤波器是利用高阶 Daubechies 小波<sup>[4, 5]</sup>进行正交小波变换和逆变换<sup>[6, 7]</sup>构造出来的正交滤波器组<sup>[8]</sup>。图 1 显示小波带通滤波器的构造,它实际上是利用正交小波构成的正交镜像滤波器组。正交滤波器组由分解滤波器组与合成滤波器组两部分构成。分解滤波器组由半带低通滤波器、半带高通滤波器以及隔二抽取器组成。分解滤波器组完成输入数据的正交小波变换,其输出为小波变换系数。合成滤波器组由半带低通滤波器,半带高通滤波器以及隔二插值器组成。合成滤波器组可完成正交小波逆变换,其输出为滤波后的结果。低通滤波器与高通滤波器之间存在镜像对称(见图 1(b)),因此小波带通滤波器不会引起滤波信号的相移。由于多贝西(Daubechies)为紧支撑小波,使得半带滤波器的长度有限,因而小波带通滤波器没有有限冲激响应(finite impulse response, FIR)滤波器所特有的吉布斯现象。用高阶 Daubechies 小波构建的半带滤波器具有良好频率响应(见图 1(a))。采用合适的高阶 Daubechies 小波,避免过强的滤波边界效应,可使小波带通滤波器即具有狭窄的带通,又具有良好频率响应。

图 1 可直观地了解小波带通滤波器的工作原理。 $n$  层分解滤波器组可将输入信号分解为  $n+1$  组小波变换系数。设输入信号的尼奎斯特频率范围为  $0\sim F$ 。 $n+1$  组小波变换系数对应的频率范围分别为  $0\sim F/2^n, F/2^k\sim F/2^{k-1}, k=1, 2, \dots, n$ 。 $n$  层合成滤波器可利用  $n+1$  组小波变换系数来无失真地重构输入信号,如果只选择其中一部分小波变换系数重构输入信号,正交滤波器组可成为高通、低通或带通滤波器。图 1(a)显示采用了第 3 组小波变换系数重构输入信号,小正交滤波器组成为带通滤波器。其输出信号的频率范围是  $F/2^3\sim F/2^2$ 。

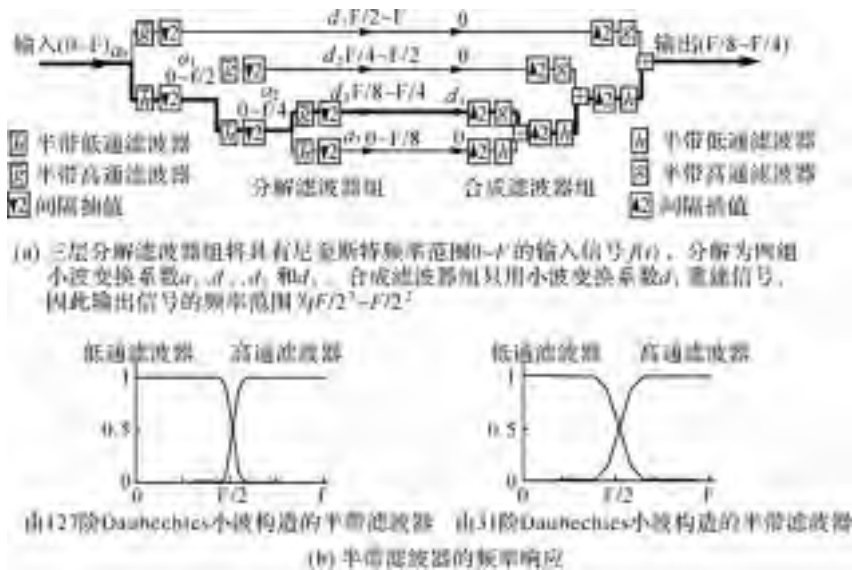
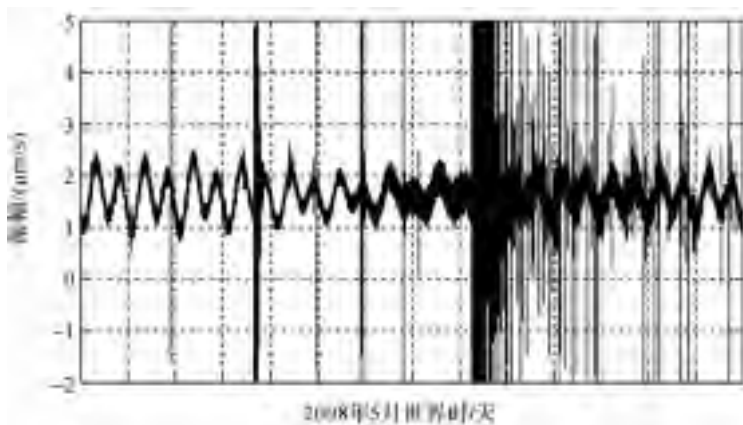
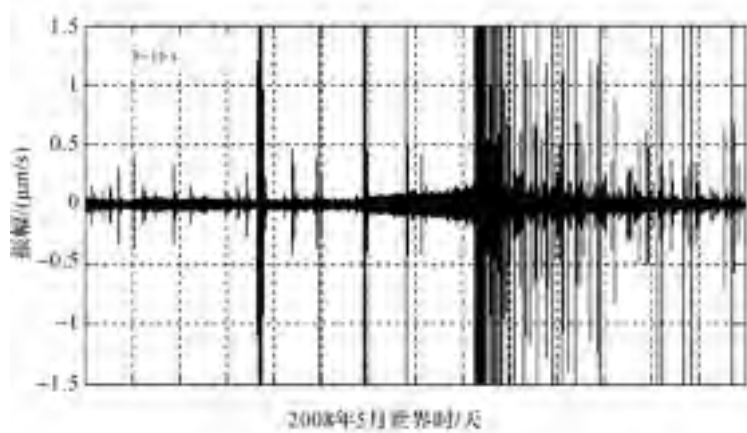
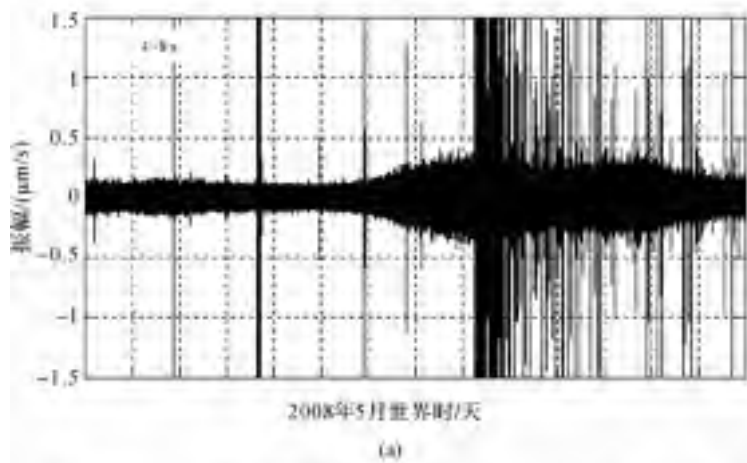
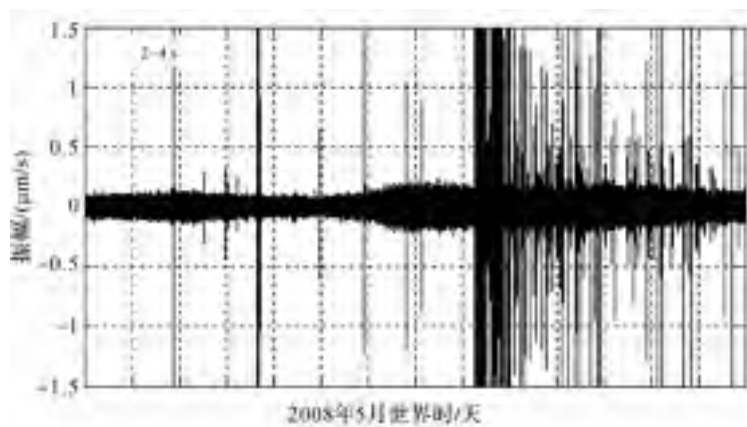


图1 小波带通滤波器滤波原理

我们用 31 阶 Daubechies 小波构建带通滤波器，并用其处理了昆明台的 STS 宽带地震仪 LHZ 通道在 2008 年 5 月 4~18 日期间所观测到的地震波记录。观测记录的尼奎斯特频率范围为  $0 \sim 0.5 \text{ Hz}$  ( $2 \sim \infty \text{ s}$ )。由 4 层小波滤波器将观测数据分解，可得到 4 组高频时间序列，其对应的周期范围分别为  $2 \sim 4 \text{ s}$ 、 $4 \sim 8 \text{ s}$ 、 $8 \sim 16 \text{ s}$ 、 $16 \sim 32 \text{ s}$ 。由图 2 可知：汶川大地震的“震前扰动”信号主要集中在  $4 \sim 8 \text{ s}$  的周期范围内；从 5 月 9 日至 5 月 12 日，脉动信号的振幅由小逐渐增大，其外包络线呈现明显的喇叭形状。





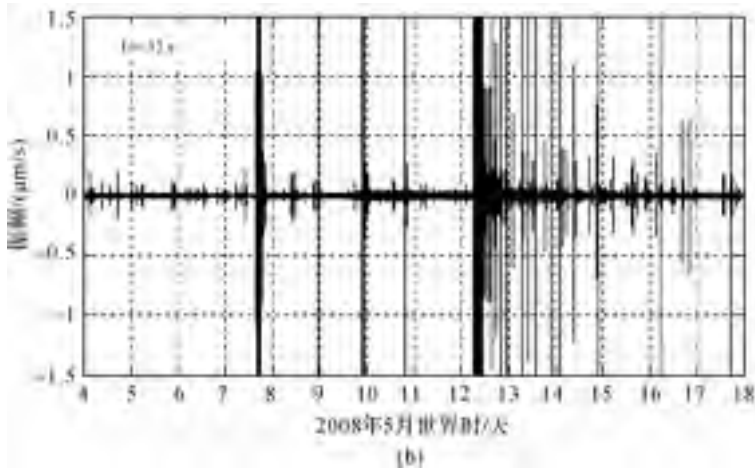


图2 由4层小波滤波器分解昆明台 STS 地震仪 LHZ 通道的观测记录

注:得到4组不同频率的时间序列,其对应的周期范围分别为2~4 s、4~8 s、8~16 s、16~32 s。汶川地震的“震前扰动”信号主要集中在4~8 s的周期范围内。

### 三、台风对地脉动的影响

海浪变化会引起海底压力变化,从而引起地脉动。海浪是产生低频地脉动的最主要原因。海浪引起的地脉动又称微地震(microseisms)。实际观测表明海浪引起的地脉动的优势频率明显高于海浪频率。英国海洋学家 Longuet-Higgins 在 1950 年提出了著名的海浪波动非线性干涉理论<sup>[9]</sup>,用海浪驻波解释海洋引起的地脉动现象。Hasselmann<sup>[10]</sup>、Tanimoto<sup>[11,12]</sup> 进一步扩充和发展了这一理论。Higgins 海洋驻波理论认为地脉动主要与海浪非线性干涉引起的海浪驻波有关,其海浪非线性干涉的一维简化模型表明:当两个传播方向相反、频率相同的海波,在海面上传播而发生干涉时,可形成海水驻波,驻波引起的海底压强  $P$  变化为

$$P = -0.5\rho a_1 a_2 \omega^2 \cos 2\omega t$$

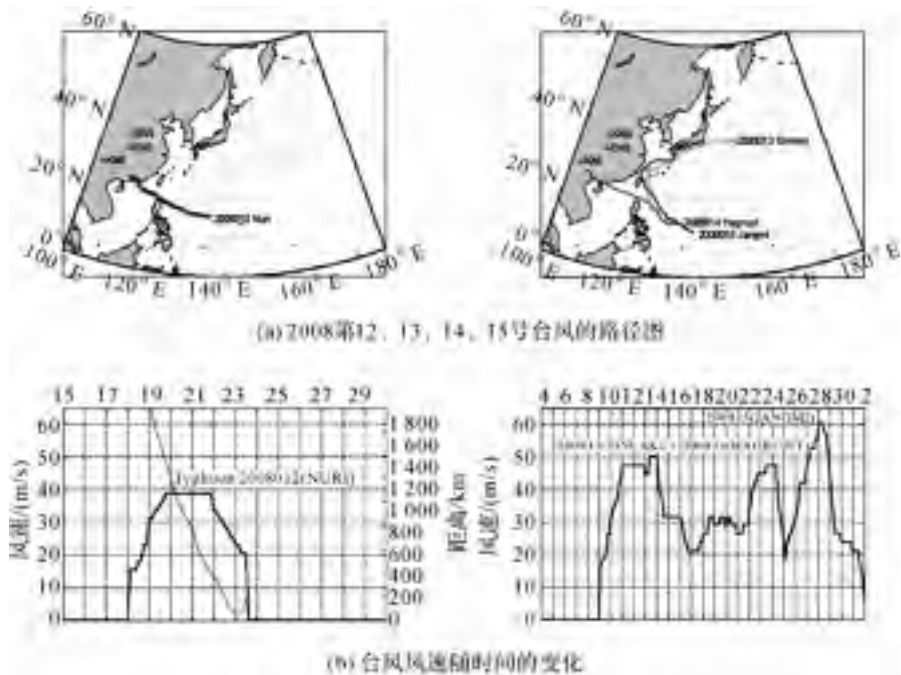
式中,  $a_1, a_2$  为海波的振幅;  $\rho$  为海水密度;  $\omega$  为海浪的频率。由此可见,驻波引起的海底压强变化频率是海浪起伏变化频率的两倍。海浪驻波引起的海底压强变化与海水的深度无关,可传播到海底而不衰减。而海浪(海水行波)直接产生的洋底压强会随着海水深度增加呈指数衰减。许多观测和研究证实 Higgins 海洋驻波理论能合理地解释在浅水海域海浪激发的地脉动现象,较好地说明能量从大气层传入海洋并传至海底,产生地脉动的过程以及地脉动的优势频率高于海浪频率的原因<sup>[13-16]</sup>。

根据 Higgins 的理论,海浪产生两种地脉动效应:一是由海浪直接产生的脉动,称为第一类脉动或原生脉动(primary microseisms),其频率与海浪周期相同,周期范围大约为 0.05~0.1 Hz(周期范围 10~20 s);另一是由海浪相互干涉,形成



海水驻波在海底产生压力而引起的脉动,称为第二类脉动或次生脉动(secondary microseisms),其频率为海浪频率的两倍,频率范围大约为 $0.1\sim 0.5\text{ Hz}$ (周期范围 $2\sim 10\text{ s}$ )。次生脉动的能量比原生脉动能量大许多,因此地脉动信号主要出现在 $0.1\sim 0.5\text{ Hz}$ 的频率范围。

台风是海洋上空围绕低气压中心猛烈旋转的热带大气旋涡,台风蕴含着巨大的能量,其风力影响半径在几十千米乃至上百千米。台风靠近大陆海岸时,会引起巨浪冲击海岸和海底,产生大量的反射波浪。反射波浪与原生海浪的频率相近,传播方向相反,二者相互干涉后会产生很强的海洋驻波,在海底产生巨大的压力变化,在此压力的作用下,地壳会产生很强的脉动。由于中国大陆地壳较为完整,台风引发的地脉动所产生的地震波可在中国大陆传播很远。因而在中国内陆的地震仪上可经常观测到由近海台风引起的异常地脉动。图3显示了几个这样的例子:2008第12号风NURI进入中国近海并在珠海海岸附近登陆,当NURI距离海岸约800 km时,恩施台开始记录到了地脉动异常信号;当NURI距离海岸约400 km时,所记录到的异常信号振幅达到最强。2008第13、14、15号台风在恩施台也激发了强烈的地脉动。虽然12、14号台风的强度相对于13、15号台风的强度较弱,但由于12、14号台风离海岸更近,因此激发了更强的地脉动。



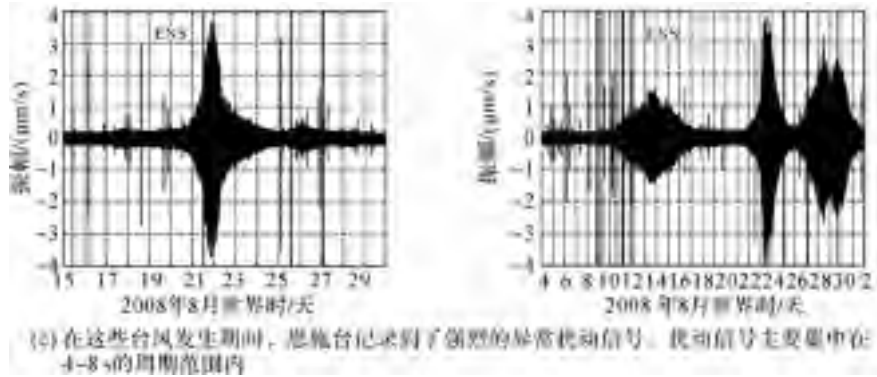
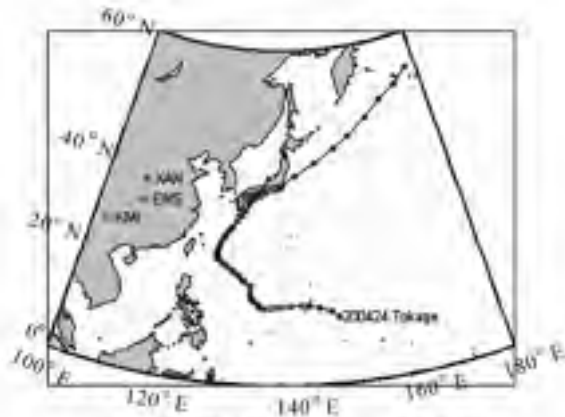
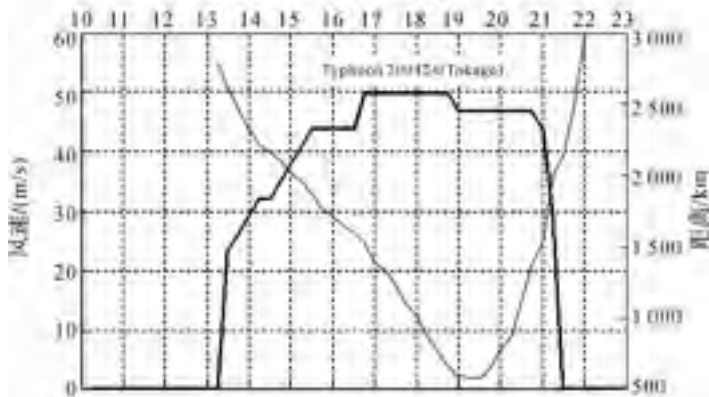


图 3 由近海台风引起的异常地脉动

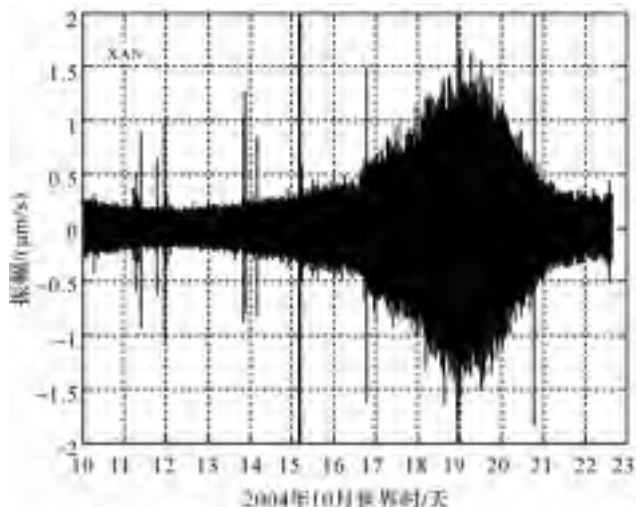
台风距离中国大陆海岸线稍远时, 仍然能激发较强的地脉动, 其地震波可传播至中国内陆。图 4 显示 2004 年第 24 号台风 Tonkage 发生期间, 西安台记录到了明显的异常扰动。Tonkage 到台湾西海岸的最近距离约 550 km。



(a) 2004 年第 24 号台风 Tonkage 的路径图



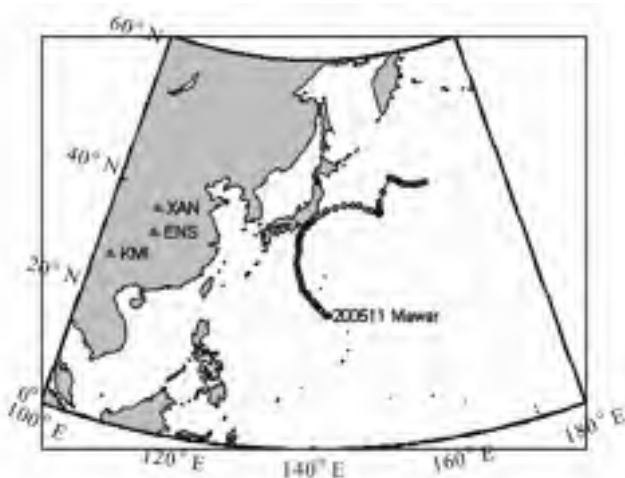
(b) 台风风速随时间的变化



(c) 在台风Tonkage发生期间, 西安台记录到了明显的异常扰动。地脉动信号主要集中在4-8 s的周期范围内

图4 2004年第24号台风Tonkage发生期间的异常扰动

根据 Higgins 的理论, 台风产生在深海区域上空时, 难以产生很强的海洋驻波, 因而很难激发次生脉动<sup>[12,16]</sup>。因此, 当台风行动路径在远离中国大路海岸的西太平洋深水海域上空时, 中国内陆地震台很难观察到异常地脉动。例如图 5 显示, 2005 年第 11 号台风 Mawar 的最大风力达到 15 级, 但由于其行动路径距离中国大陆海岸很远, 最近处也约有 1 500 km。因而在 Mawar 发生期间, 中国内陆地震台未记录到明显的异常地脉动变化。



(a) 2005年第11号台风Mawar的路径图

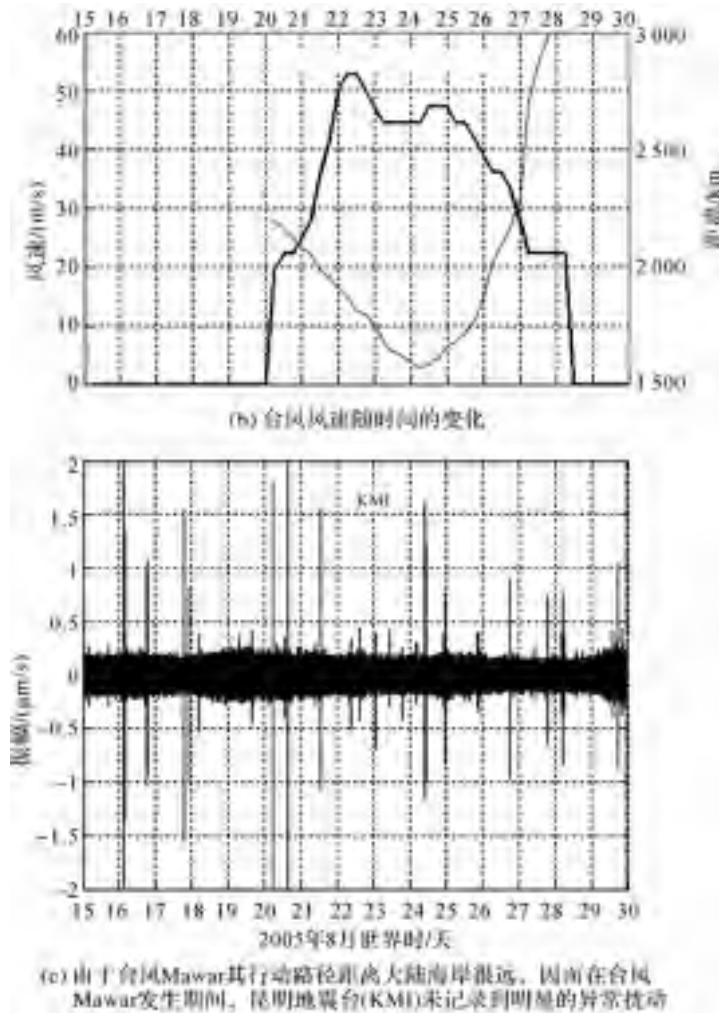


图5 2005年第11号台风Mawar发生期间的异常扰动

#### 四、台风LingLing对昆仑山大地震“震前扰动”的影响

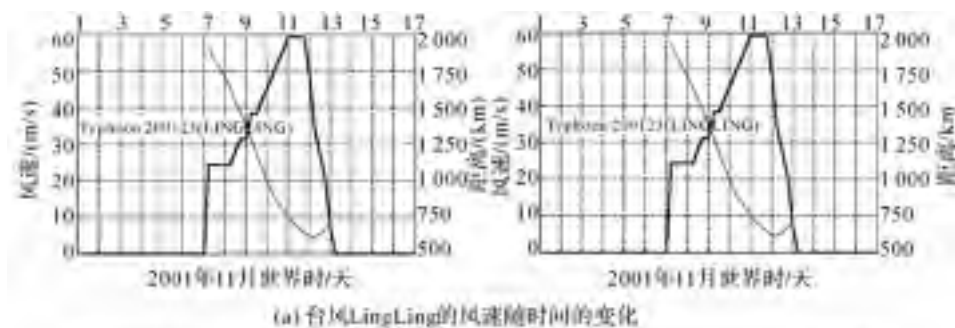
2001年11月7~13日中国南海上空暴发了一次强台风LingLing,其行动路径距离中国大陆海岸较近(见图6)。11月11日当LingLing的风力达到17级时,此时台风中心距离中国大陆海岸线最近,距离海南岛约560 km。由于LingLing的行动路径距离中国大陆海岸较近,LingLing激发了强烈的异常扰动,其产生的震动波能深入到中国大陆内地。图7显示昆明台和恩施台站在11月9~13日期间记录到了强烈的异常扰动。远在新疆的乌鲁木齐地震台(WMQ)在台风期间也记录到了明显的异常扰动。乌鲁木齐地震台地处于中国大陆西部,距离台风

LingLing发生的海域约 4 000 km。类似地,新疆境内的和田地震台(HTA)乌什地震台(WUS)、喀什地震台(KSH)以及库尔勒地震台(KUL)也都在此期间记录到了明显的异常扰动。

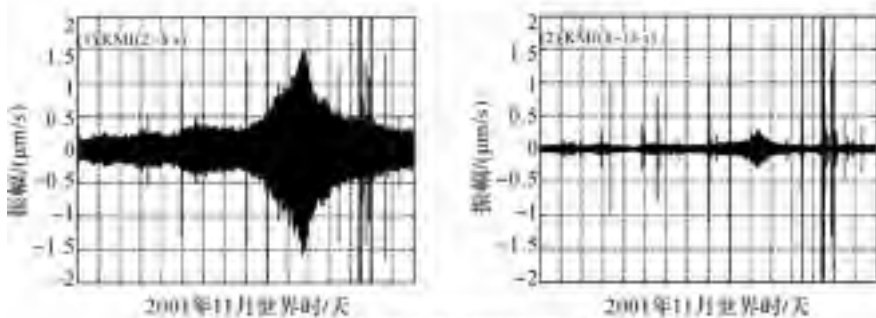


图 6 2001 年 11 月第 23 号台风 LingLing 的行动路径图

注:图中表示了地震波从台风地脉动激发区域到乌鲁木齐台的大圆传播路径。图中三角形标识符表示地震台的位置。星型标识符表示昆仑山大地震震中位置。



(a) 台风LingLing的风速随时间的变化



(b) 昆明台(KMD)在台风期间记录到的异常扰动

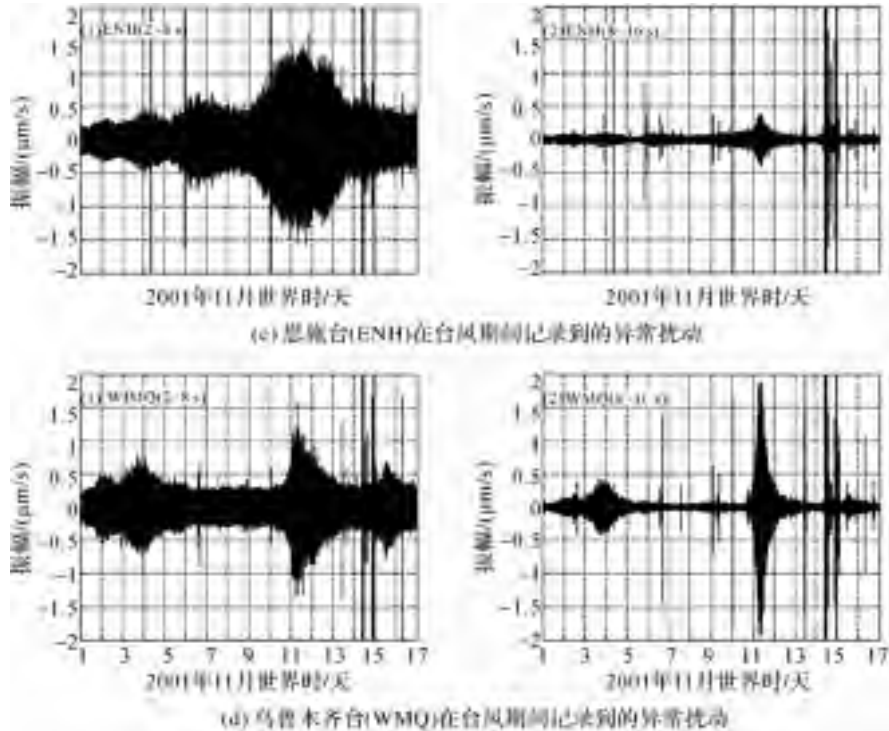


图7 昆明台、恩施台和乌鲁木齐台记录的异常扰动

注:图中表示了台风中心到中国海岸的距离变化。(b)、(c)和(d)分别为昆明台(KMI)、恩施台(ENH)和乌鲁木齐台(WMQ)在台风期间记录到的异常扰动。①在周期段2~8 s的异常扰动;②在周期段8~16 s的异常扰动。

2001年11月14日在昆仑山西口爆发了8.1级大地震。位于新疆的地震台距离昆仑山大地震的震中较近,因而这些地震台记录到的异常扰动一直被认为是与昆仑山大地震相关的慢地震事件<sup>[1,17]</sup>。根据上述的分析结果,由于台风LingLing的行动路径距离中国大陆海岸较近,我们认为昆明台和恩施台记录到的昆仑山大地震的“震前扰动”源于台风LingLing地脉动效应的可能性较大。但对于新疆地震台记录到的异常扰动,结论还不能如此简单。我们注意到:与昆明台和恩施台记录到的异常地脉动相比,新疆境内地震台记录到的异常地脉动有明显的区别。小波分析的结果表明(见图7):在8~16 s的周期范围,乌鲁木齐地震台的异常扰动明显强于昆明台和恩施台的异常地脉动。进一步进行傅里叶分析(见图8),结果表明:在昆明台和恩施台,异常地脉动的优势频率范围为0.16~0.25 Hz(周期4~6.25 s);而在新疆的5个地震台,异常扰动的优势频率范围为0.1~0.15 Hz(周期6.7~10 s)。相互比较,新疆地震台记录到的异常扰动信号频率明显偏低。

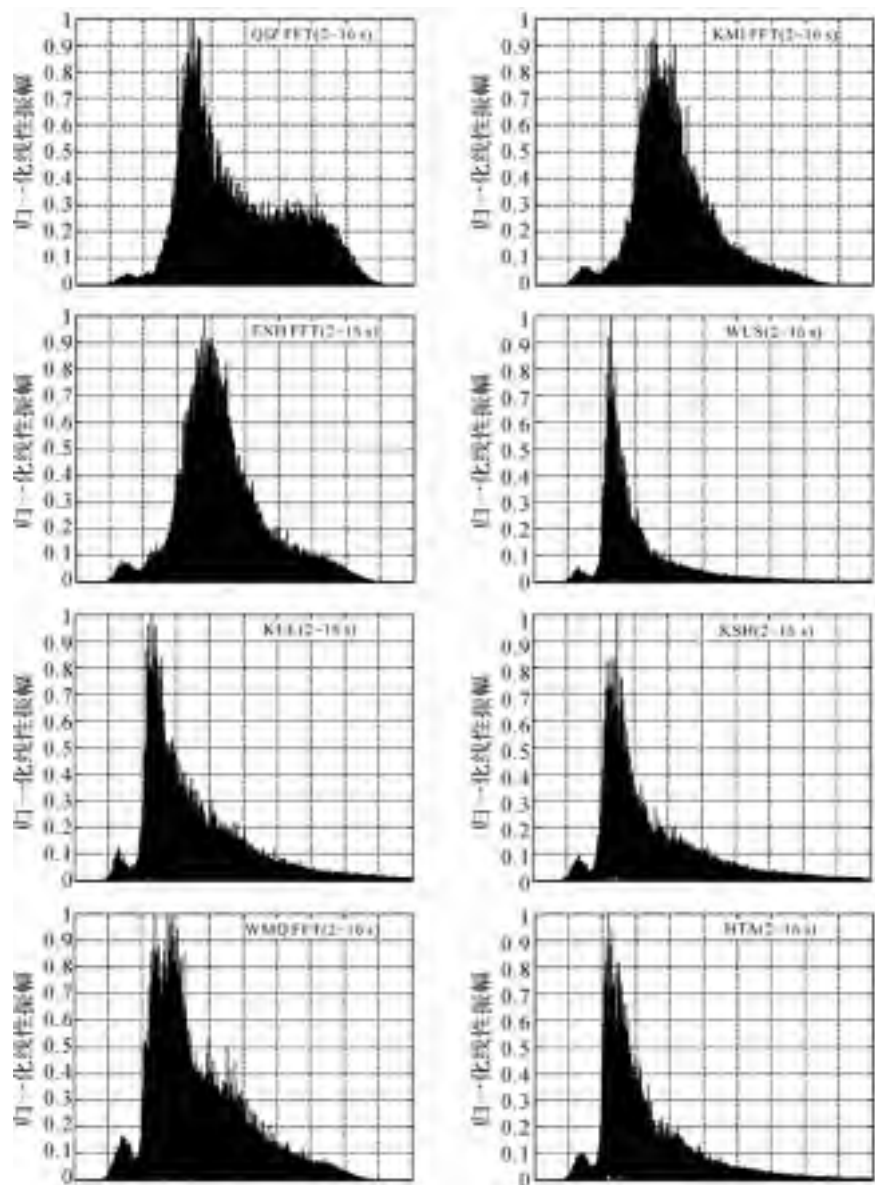


图8 琼中台(QIZ)、昆明台(KMI)、恩施台(ENH)和5个新疆台地脉动异常信号的振幅谱  
注:振幅谱的时间窗为11月10~12日。琼中台和昆明台、恩施台观测到的异常地脉动信号的优势频率范围为0.16~0.25 Hz,5个新疆台观测到的地脉动异常信号的优势频率范围为0.1~0.15 Hz。

为了检查 LingLing 台风是否激发了新疆地震台记录到的低频异常扰动信号,我们对位于海南岛的琼中地震台(QIZ)的观测记录进行了分析。琼中地震台距离 LingLing

激发地脉动的区域较近,大约为 600 km。图 6 显示了地震波从台风地脉动激发区域到乌鲁木齐台的传播路径。由图可见,琼中台就在此路径上,昆明台距离该路径很近。分析结果表明:台风期间,琼中台和昆明台观测到的异常地脉动信号集中在 0.16~0.25 Hz 频率范围,而在频段 0.1~0.15 Hz 中异常地脉动信号很弱(见图 8)。这说明 LingLing 台风在频段 0.1~0.15 Hz 中没有激发大振幅的异常地脉动信号。

虽然新疆地震台记录到的扰动事件与台风事件在时间上十分巧合,但是,新疆地震台记录到的显著异常低频扰动在距离台风最近的琼中地震台并未出现。因此,新疆地震台在昆仑山大地震前记录到的显著异常扰动究竟是与昆仑山大地震相关的慢地震事件,还是与台风有关的异常地脉动事件?目前还很难给出答案。如果新疆地震台记录到的扰动与台风 LingLing 有关,什么因素导致扰动地震波的显著频移?这些问题值得我们做进一步深入研究。

## 五、台风 Rammasun 对汶川大地震“震前扰动”的影响

在汶川大地震发生期间,西太平洋上空暴发了一次强台风:2008 年第 2 号台风 Rammasun(威马逊)。根据中央气象台报道:Rammasun 于 5 月 8 日在菲律宾以东的西北太平洋洋面生成,开始时为强热带风暴,风暴中心附近最大风力为 8 级(18 m/s)。随后,风暴中心向偏北方向移动,风力强度逐渐增强,形成强台风。在 5 月 11 日风力达到最大,为 14 级(45 m/s)。此后,Rammasun 的风力逐渐减弱,于 5 月 13 日变性为温带气旋。台风 Rammasun 的行动路径距中国海岸较远,台风路径距离台湾西海岸最近处约 1 200 km。Rammasun 是否可能在中国内陆引起大振幅的异常地脉动?

我们通过分析比较该区域历史上与 Rammasun 类似的台风过程及其发生期间记录到的地脉动特征,讨论汶川大地震的“震前扰动”是否由台风 Rammasun 引起。图 9 显示了台风 Rammasun 以及另外 5 个西太平洋强台风:2003 第 17 号台风 Ketsana、2004 第 23 号台风 Ma-on、2005 年第 4 号台风 Nesat、2005 第 20 号台风 Kirogi 以及 2008 年第 5 号台风 Nakri。这 5 个西太平洋强台风的行动路径和强度与 Rammasun 相似:台风最大风力为 14 级左右;台风的行动路径到中国海岸的最近距离约为 1 100~1 300 km。在图 10 中,我们比较了台风风速变化、路径变化与恩施台和昆明台记录到的地脉动振幅变化间的关系。比较结果表明:除台风 Rammasun 以外,其余 5 个台风均未引起明显的地脉动异常。说明这类远离中国海岸的西太平洋强台风对中国内陆的地脉动变化影响不明显。因此,台风 Rammasun 在中国内陆所产生大振幅的地脉动效应可能性较小。中国地震台网宽带地震仪广泛记录到的汶川大地震前的大幅度异常扰动可能是另有原因。



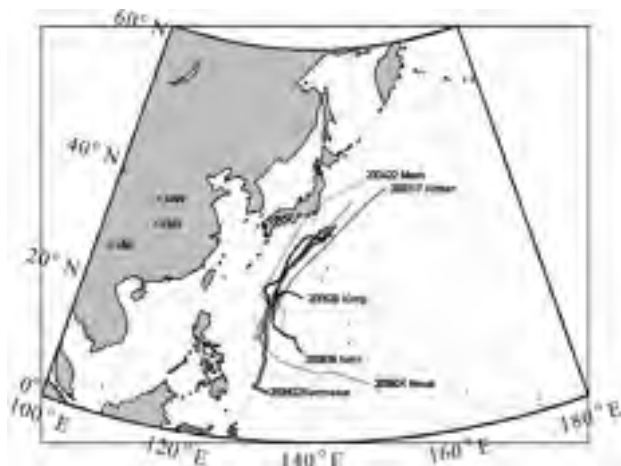
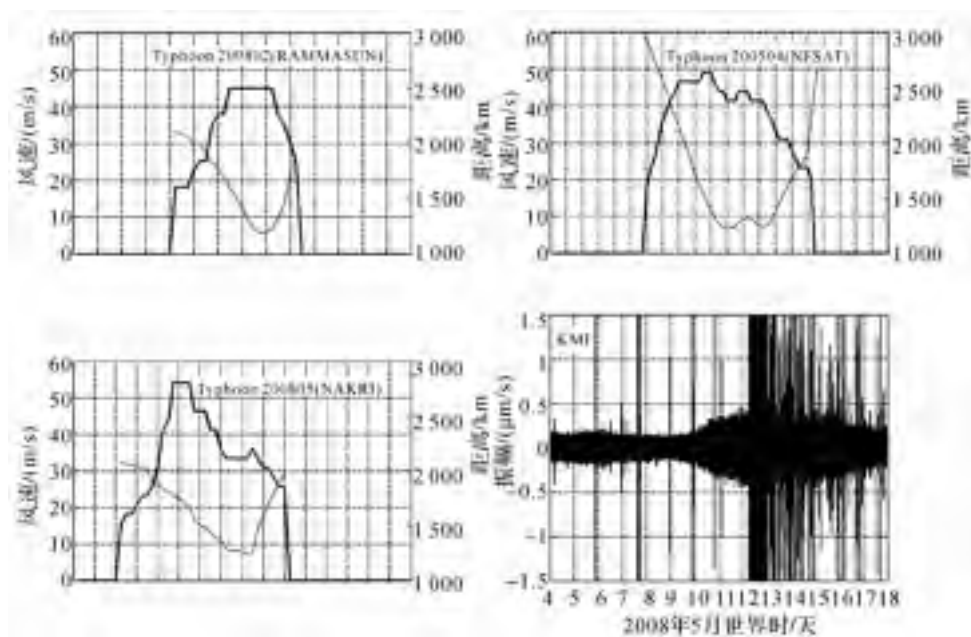


图9 台风 Nesat (200504)、Nakri(200805)、Ketsana(200317)、Ma-on(200422) 以及 Kirogi(200520)的路径和强度都与台风 Rammasum(200802)相似



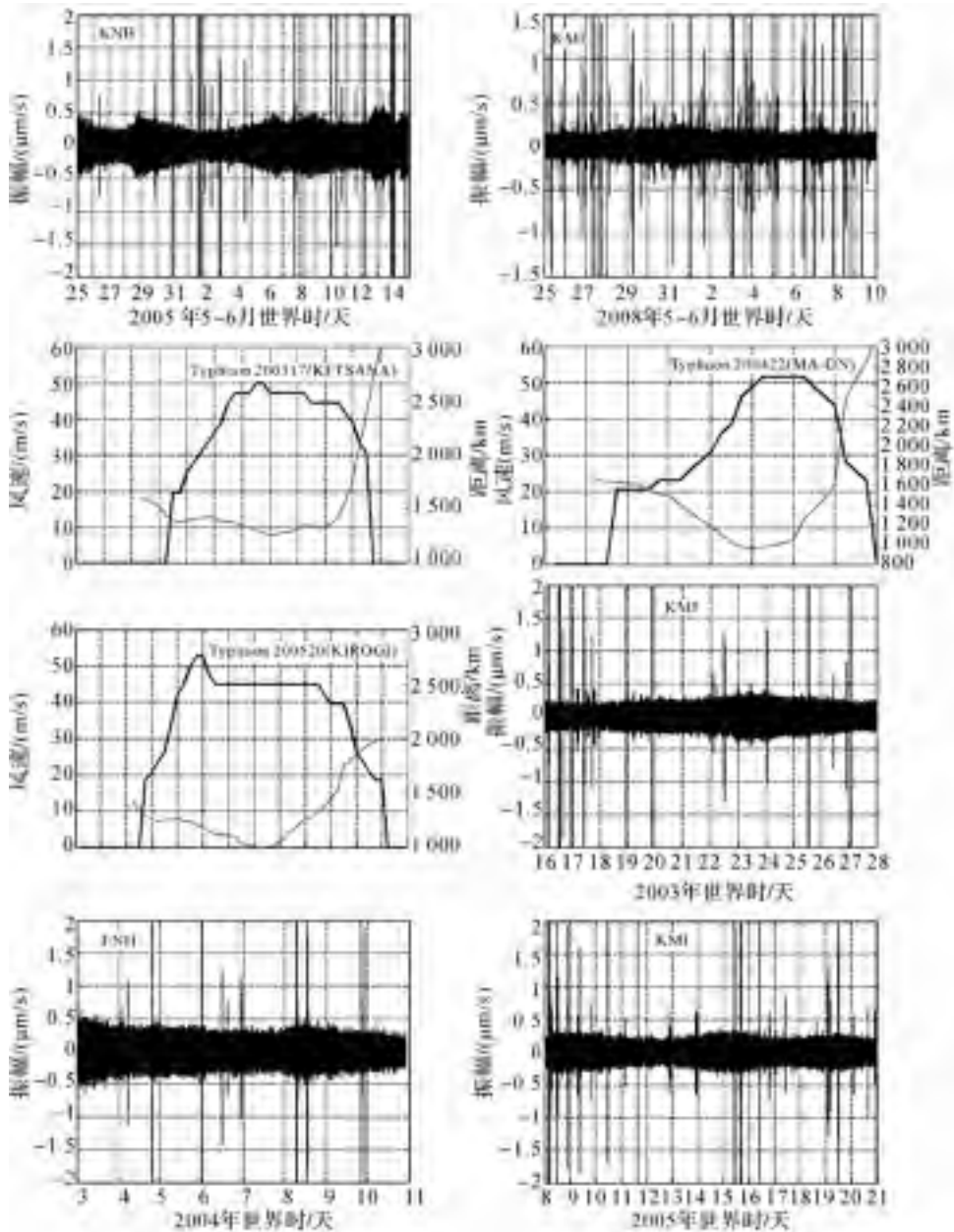
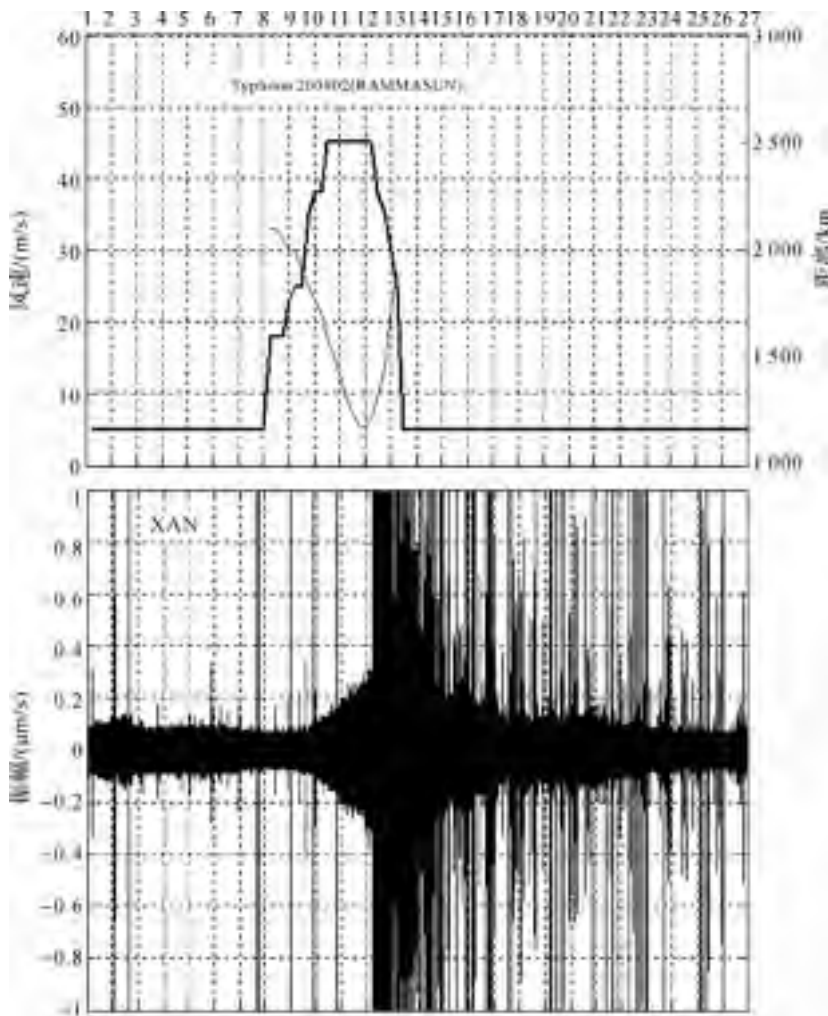


图 10 在台风 Nesat (200504)、Nakri(200805)、Ketsana(200317)、Ma-on(200422)以及 Kirogi(200520)发生期间,昆明台或恩施台未记录到明显的异常扰动

注:请注意这 5 个台风的路径和强度都与台风 Rammasum(200802)的路径和强度相似。

我们还注意到,汶川大地震期间的异常扰动持续时间较长,扰动一直与大地

震的余震相伴。图 11 显示了西安台、恩施台、昆明台在 2008 年 5 月 1 日至 5 月 27 日期间记录到的地脉动信号。由图可见：即使在 5 月 13 日后，汶川大地震和台风过程都已经完全结束，这些台记录到的地脉动信号仍然保持较大的振幅。扰动从 5 月 10 日一直持续到 5 月 22 日，这种情况比较罕见，很难用台风影响进行解释。



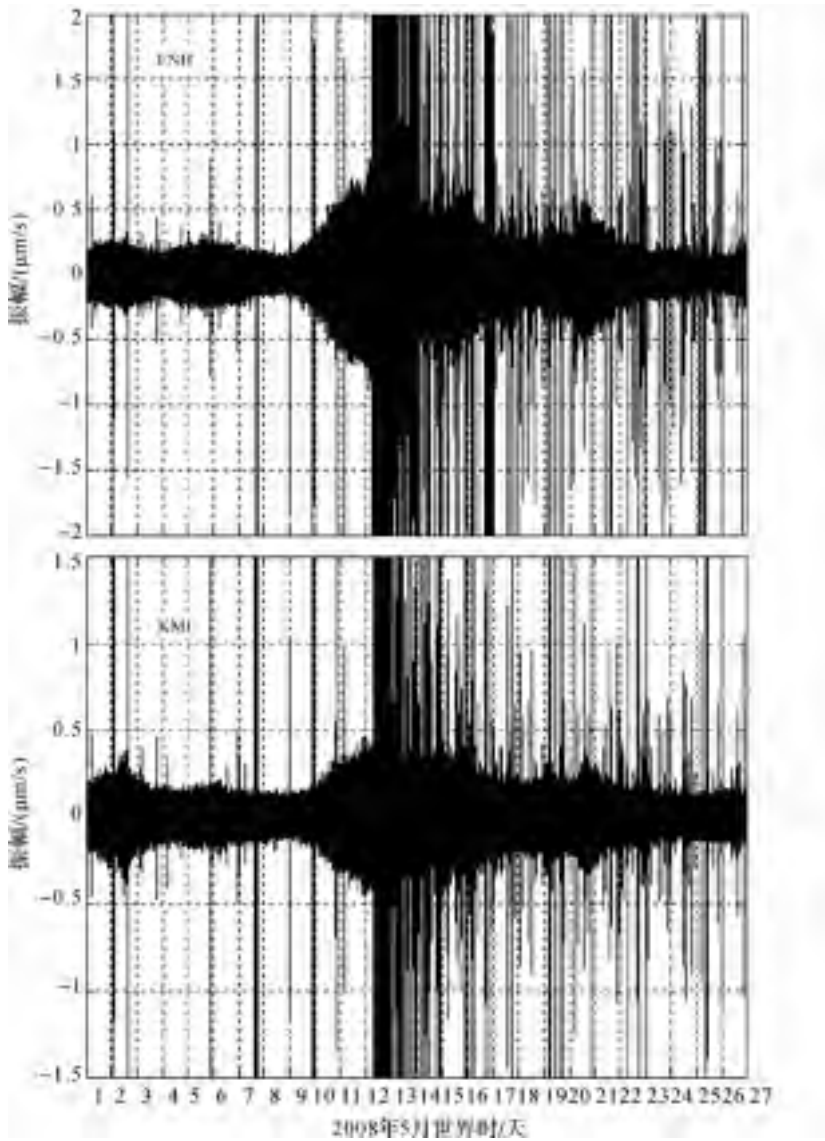


图 11 在 5 月 13 日后,台风 Rammasum 已经完全结束,西安台、恩施台、昆明台记录到的地脉动信号仍然保持较大的振幅,一直延续到 5 月 22 日

另外,我们还发现在没有台风出现时,地震仪也记录到异常扰动的情况。例如 2003 年 6 月 7~11 日恩施地震台记录到了一次明显的异常地脉动,但在这期间并未有任何台风事件发生。值得注意的是在 6 月 9 日台湾宜兰发生了 Ms6.3 级地震。图 12 显示宜兰地震“震前扰动”的振幅与 2003 年第 6 号台风 Soudelor 激发的地脉动振幅相当。台风 Soudelor 为强台风,其最大风力达到 17 级时,台风中心距离温州海岸约 500 km。这一实例告诉我们一些“震前扰动”现象与台风并无关系。

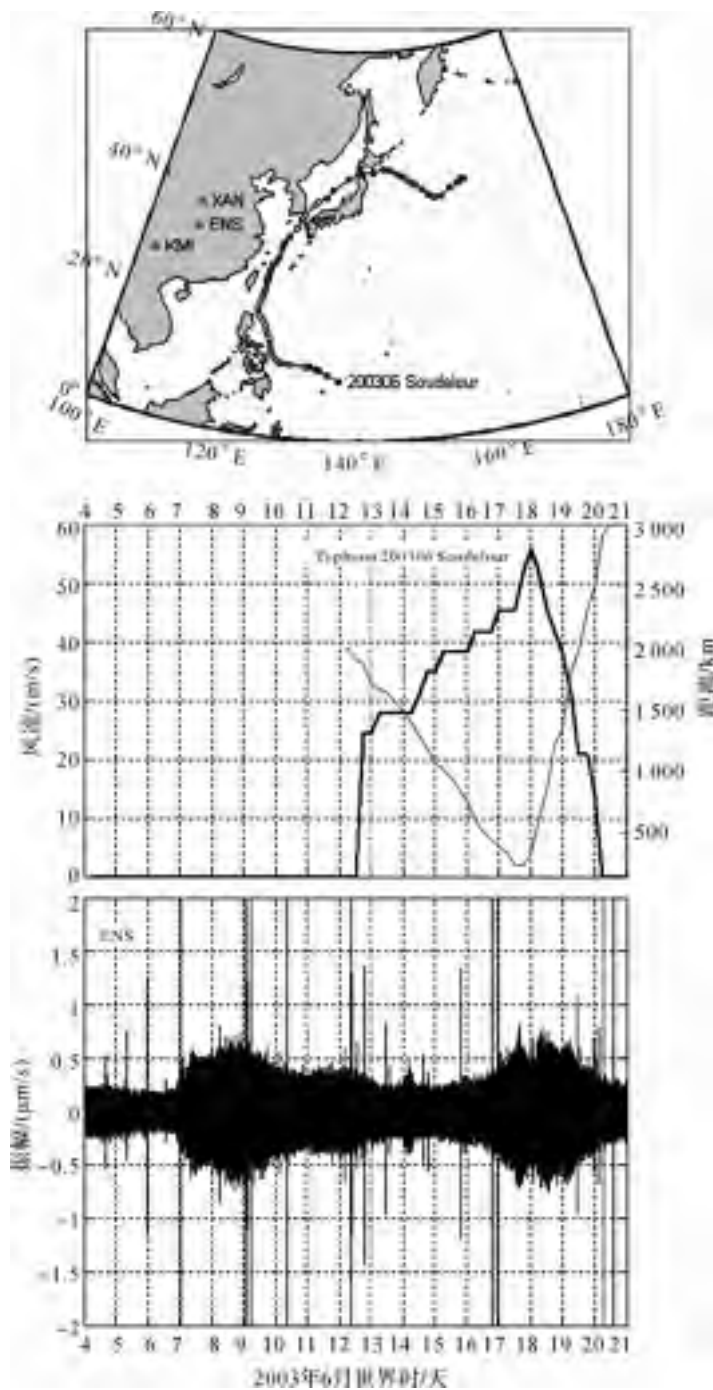


图 12 2003 年台湾宜兰地震前记录的异常扰动

2003年6月9日台湾宜兰 Ms6.3 级地震发生前两天,恩施台(ENS)开始记录到了异常扰动,而此期间并无台风事件发生。由图 12 可见:在 2~8 s 的周期段,宜兰地震的“震前扰动”的振幅与 2003 年第 6 号台风 Soudelor 激发的异常扰动的振幅相当。图中表示了台风中心到台湾西海岸的距离变化。

## 六、结 论

(1)利用小波方法可以从地震仪低频观测记录中提取高频窄带地脉动信号,从而可有效地对地脉动信号进行时频分析。

(2)Higgins 海洋驻波理论可以较好地解释中国内地地震台站在强台风期间记录到的地脉动异常现象。靠近中国海岸的强台风会激发很强的地脉动,这种地脉动是由海浪驻波引起的次生脉动。次生脉动所产生的地震波可在中国大陆传播很远,因而中国内陆的地震仪在近海台风发生期间可经常观测到的异常地脉动。而远离中国海岸的强台风不会在中国内陆激发很强的地脉动。

(3)2001 年昆仑山大地震发生前,中国南海上空产生了一次强台风 LingLing。由于 LingLing 发生在距离中国海岸较近的浅水海域上空。因此,中国内陆许多地震台站记录到的昆仑山大地震的“震前扰动”源于台风地脉动效应的可能性较大。但位于新疆地震台记录到的异常地脉动信号的频率明显低于其他地震台记录到的地脉动频率,这一现象值得我们进一步研究。

(4)汶川大地震发生期间,西太平洋上空产生的强台风 Rammasun 距中国海岸较远。分析历史上类似的台风过程,结果表明这类台风在中国内陆产生大振幅的地脉动效应可能性较小。而且在汶川大地震和强台风过程都已经完全结束后的一周内,地震仪仍然可记录到较强的扰动信号。因此,中国内地地震台站广泛记录到的汶川大地震的“震前扰动”完全源于台风地脉动效应的可能性较小。

(5)在没有台风出现时,地震仪也有记录到大振幅异常扰动的情况。因此,汶川大地震的“震前扰动”产生的地点、原因、机理等问题值得我们去进行深入的探讨和研究,探索这些异常扰动能否为今后地震预报提供有用的信息。

## 参考文献

- [1] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. 大地测量与地球动力学, 2008,28(3): 129-131.
- [2] 郝晓光,胡小刚. 宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J]. 地球物理学进展,2008,23(4): 1332-1335.
- [3] 胡小刚,郝晓光. 汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J]. 地球物理学报, 2008,51(6): 1726-1734.
- [4] Daubechies I. Orthonormal Bases of Compactly Supported Wavelet[J]. Communications on pure and applied mathematics, 1988, 41: 909-996.

- [5] Daubechies I. Ten lectures on wavelets[J]. CBMS-NSF Series in Applied Mathematics, SIAM, Philadelphia, 1992.
- [6] Mallat S. Multiresolution approximations and wavelet orthonormal bases of  $L^2(\mathbb{R})$ [J]. Transactions of the American Mathematical Society, 1989, 315: 69-87.
- [7] Mallat S. A theory for multiscale signals decomposition: The wavelet representation [J]. IEEE Transaction on Pattern Analysis and Machine Intelligence 1989, 11: 674-693.
- [8] Smith M, Barnwell T. Exact reconstruction for tree-structured subband coders[J]. IEEE Transaction on Acoustics, Speech and Signal Processing. 1986,34: 431-441.
- [9] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243:1-35.
- [10] Hasselmann K A. A stratisitcal analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963, 1: 177-209.
- [11] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571-582, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03240.x.
- [12] Tanimoto T. Excitation of microseisms[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L05308, doi:10.1029/2006GL029046.
- [13] Haubrich R A, McCamy K, Microseisms: Costal and pelagic sources[J]. Rev. Geophys., 1969, 7(3): 539-571.
- [14] Bromirski P D, Duennebieer F K. The near-coastal microseism spectrum: Spatial and temporal wave climate relationships[J]. J. Geophys. Res., 2002, 107(B8), 2166, doi:10.1029/2001JB000265.
- [15] Bromirski P D, Duennebieer F K, Stephen R A. Mid-ocean microseisms[J]. Geochem. Geophys. Geosyst., 2005, 6, Q04009, doi:10.1029/2004GC000768.
- [16] Gerstoft P, Tanimoto T. A year of microseisms in southern California[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L20304, doi:10.1029/2007GL031091.
- [17] 杨又陵, 赵根模, 高国英, 等. 2001年11月14日昆仑山口西 M8.1 地震前的缓慢地震事件[J]. 国际地震动态, 2003, 9: 1-4.

原载《地球物理学报》2009年第5期

# 汶川大地震前非台风扰动现象的研究

胡小刚, 郝晓光, 薛秀秀

## 一、引言

2008年5月12日8.0级汶川大地震发生后,郝晓光等<sup>[1-3]</sup>最先指出汶川大地震发生前存在约48小时的震前扰动现象。然而在此期间西太平洋上空恰好产生了一次台风(200802号台风,国际命名为Rammasun)。因此一些学者据此认为这种震前扰动现象与台风Rammasun相关,而与汶川大地震毫无关系。

海洋激发地球微地震(microseisms)的根本原因是由于海浪冲击海底引起海底压力变化。根据流体力学原理,海浪行波对海底的压强随海水深度的增加而呈指数衰减。因此海浪行波造成的微地震——原生微地震(primary microseisms)较弱。根据英国海洋学家Languet-Higgins等的研究<sup>[4-6]</sup>,在台风或海啸发生期间,海上风暴激发的海浪之间发生非线性耦合作用,形成海浪驻波(其频率大约是海浪频率的两倍)。海浪驻波的压强不随海水深度的增加而衰减。因此海浪驻波可引发很强的微地震——二次微地震(Secondary microseisms)。二次微地震波的能量远大于原生微地震的能量,可达到其100倍左右<sup>[6]</sup>。二次微地震产生的地震波频率大约是海浪频率的两倍,主要以瑞利波的形式传播,可在远离海洋数千公里的内陆地震仪上引起明显的异常扰动信号。这是目前国际学术界公认的海上风暴期间大陆地震仪器记录到异常地脉动信号的主要原因<sup>[7,8]</sup>。

文献[9-11]研究了震前扰动与台风的关系,结果表明:汶川大地震的震前扰动的某些现象与台风引起的异常地脉动密切相关。但是,通过对扰动信号时频特征的细致分析后,还发现:中国内陆地震仪记录到的汶川大地震的震前扰动表现出一些异常现象,这些异常现象难以用海浪激发微地震的理论进行合理的解释。本文针对汶川大地震的震前扰动中的异常现象进行深入的分析和研究。

## 二、汶川大地震震前扰动中的异常现象

2008年5月7~13日,西太平洋上空产生了强台风Rammasun。根据中央气象台的报道:Rammasun于5月7日在棉兰老岛以东约790 km处形成,在5月8日增强为强热带风暴,在5月9日进一步增强为台风,随后风暴中心向偏北方向移动,逐渐形成强台风。在5月11日,Rammasun的风力达到最大,其中心风力达14级(45 m/s),7级风圈半径达450 km。此后,Rammasun的风力逐渐减弱,于5月13日在日本海附近转化为温带气旋。特别值得注意的是:Rammasun距离中



国海岸很远,台风中心的移动路径距离台湾最近处约 1 200 km,中国大陆海岸最近之处也有 1 400 余千米(移动路径可见图 10),Rammasun 未对中国沿海地区造成任何气象影响。

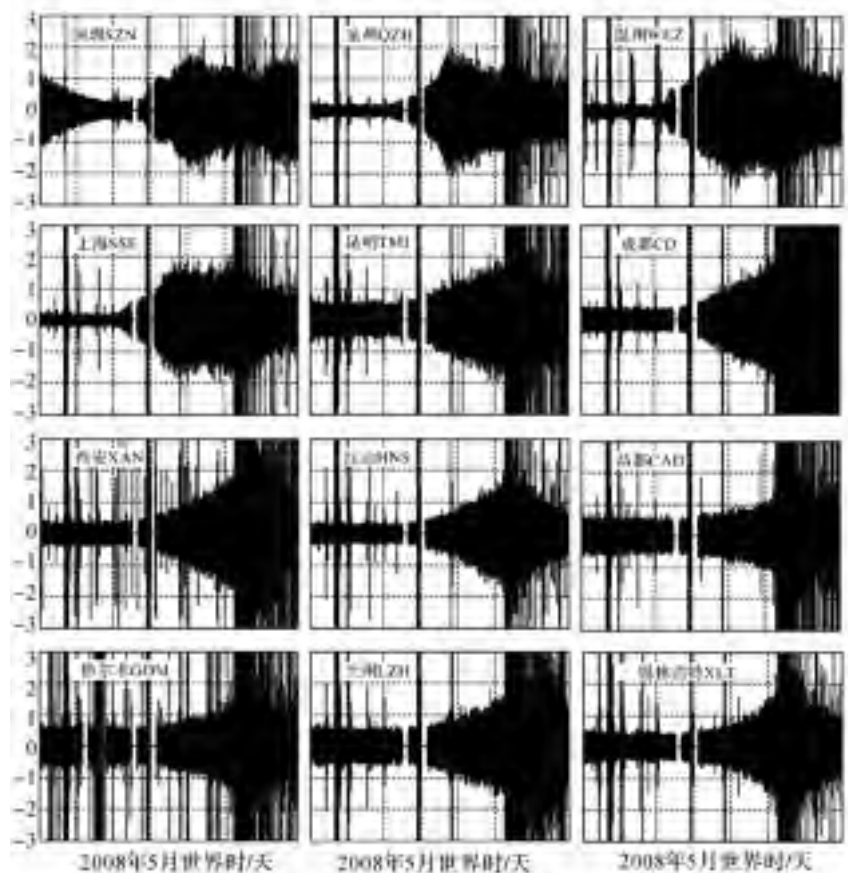
台风在浅海区域上空时,台风浪与海底、海岸碰撞摩擦后形成强烈的反射浪。逆行的反射浪与海浪非线性耦合后形成很强的海浪驻波,驻波冲击海底从而激发强烈的微地震。深海区域缺乏形成逆行浪的条件,因而难以形成强烈的海浪驻波。相对浅海区域,深海区域台风浪激发的微地震较弱<sup>[12]</sup>。而且由于远海台风激发的微地震的震源距离大陆较远,远离海洋的内陆地震仪很难清晰地记录到远海台风激发的异常扰动信号。文献[9]中分析了历史上 5 个路径和强度类似于 Rammasun 的台风事件,这些台风事件都未直接在中国内陆台站引起明显的异常扰动信号,唯独 Rammasun 是个例外(见文献[9]中的图 9、10)。这一异常现象引起了我们的关注。

仔细比较中国沿海地震台与远离海洋的内陆地震台记录中的汶川大地震震前扰动信号,可发现二者的波形有明显的区别(见图 1)。图 1 显示沿海地震台记录中的震前扰动信号的最大值出现在 5 月 11 日——台风最强且距离海岸较近的时候;而内陆地震台记录中的震前扰动信号的最大值却出现在 5 月 12 日 14 时 28 分——汶川大地震爆发的时刻。以成都台和泉州台为例,在 5 月 11~12 日台风 Rammasun 活动期间,到达成都台的微地震波(瑞利波)恰好经过或靠近泉州台(图 1)。成都台和泉州台相隔仅约 1 670 km,但成都台记录中的扰动峰值与泉州台记录中的扰动峰值间却有 20 多小时的时间差。这一显著的传播延迟现象难以用地震波动力学知识进行解释。台风激发的微地震的波动主要成分是瑞利面波,在 5~10 s 的周期范围,理论上瑞利面波在匀质介质中的传播速度大约为 3 km/s,这样的传播速度在成都台和泉州台间形成的传播延迟也不过 10 分钟。瑞利面波在实际传播的过程中,其速度会受到非均匀介质结构和性质的影响,记录地震波的地震仪也会受到台站地质结构和接受条件的影响。所以对同一台风,不同台站上观测到的脉动异常的形态和频谱结构可能会有所不同。但即使考虑到其他地质环境的影响,瑞利面波也难以在相距 1 000~2 000 km 两地造成 20 多小时的传播延迟。我们对大量观测结果的分析表明:对于单纯由台风海浪引起的微地震,中国内陆地震台与沿海地震台记录到的震动波形较为相似,二者的记录也没有显示出异常大的传播延迟(见图 2)。台风 Rammasun 期间沿海台和内地台之间地震面波异常大的传播延迟现象提示我们,汶川大地震的震前扰动不会单纯源于台风 Rammasun 的影响,其中很可能包含着其他非台风因素的影响。



(a)

(b)



2008年5月世界时/天

2008年5月世界时/天

2008年5月世界时/天

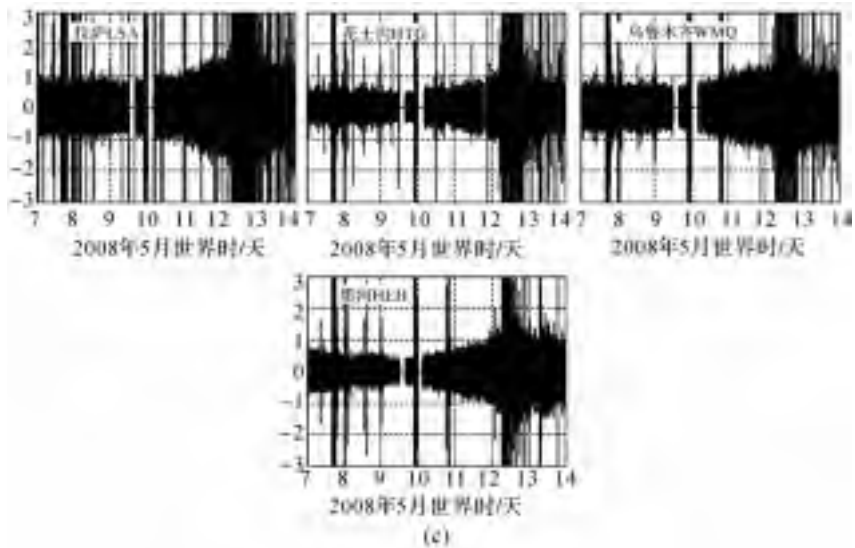
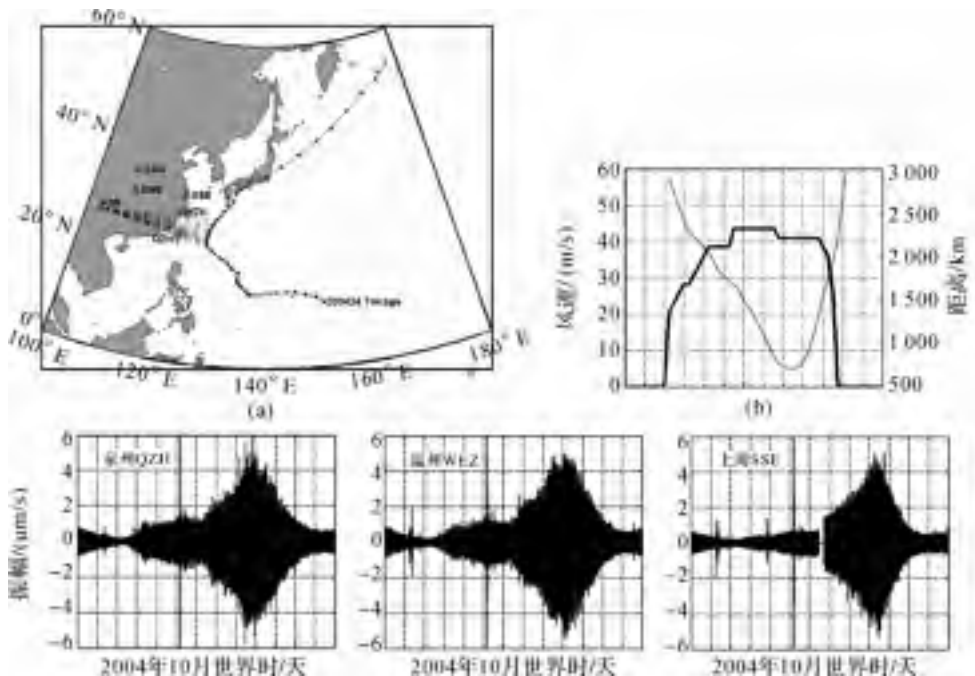


图1 台风 Rammasun 发生期间,沿海和内陆台站记录的微地震波存在较大异常

注:图(a)中表示了在5月11日台风 Rammasun 激发的地震波经过成都台、西安台和红山台时的传播路径。位于沿海地区的泉州台、温州台和上海台分别靠近这些路径。图(b)为 Rammasun 风速变化图,图中表示了台风风速的时序变化和台风路径到台湾东部的距离变化。图(c)为我国大陆地震台站在4~16 s 周期段记录到的微地震。内陆台和沿海台记录到的微地震波形有明显的区别。沿海台记录到振幅最大值出现在5月11日——Rammasun 最强且距离中国海岸最近的时候。内陆台记录到的振幅最大值出现在5月12日——汶川大地震爆发的时刻。



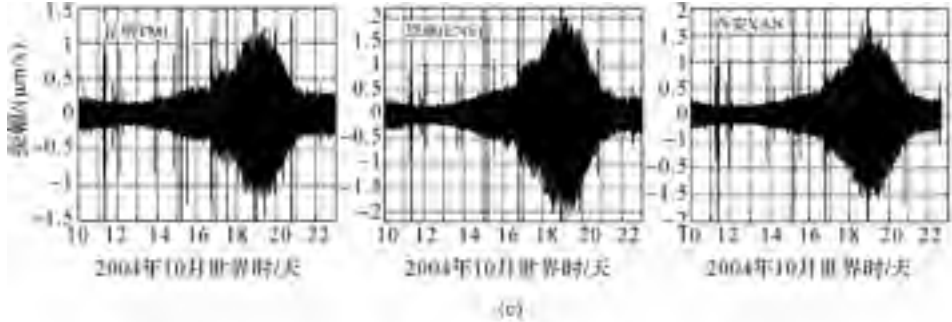


图2 2004年第24号台风Tokage激发的微地震波

注:图(a)为台风Tokage的轨迹,图中表示了台风激发的地震波经过昆明台(KMI)时的传播路径,位于沿海地区的泉州台(QZH)靠近这些路径。图(b)为Tokage风速变化图,图中表示了台风风速的时序变化和台风路径到大陆海岸的距离变化。图(c)为泉州、温州、上海、西安、恩施、昆明地震台站在4~16 s周期段记录到的微地震信号。内地台站与沿海台站记录到的微地震波形非常相似,其间没有异常大的传播延迟。

### 三、汶川大地震震前扰动中的台风扰动和非台风扰动

针对汶川大地震震前扰动的异常现象,我们细致分析了全国200多个国家和地方台站的宽带地震仪在汶川地震前的观测数据。这些台站的震前扰动观测数据的时频特征显示:汶川大地震震前扰动主要由两种扰动构成,两者有着完全不同的动态特征。

下面以成都台和泉州台的观测数据为例,介绍这些观测数据时频特征的过程。首先考虑垂直方向观测数据。这两个台的观测数据采样频率为50 Hz。根据采样定理,观测记录的Nyquist频率为25 Hz。通常西太平洋台风在中国大陆激发的异常地脉动的信号频率范围为0.16~0.25 Hz<sup>[9]</sup>。将地震前连续30个小时观测记录分三段,每段长度为10小时,然后对每段数据进行能量谱密度分析(Power Spectral Density, PSD)。分析结果显示在地震前30小时,泉州台的记录显示频率范围为0.2~0.25 Hz的扰动信号的能量开始迅速减弱(见图3),而一种频率范围为0.12~0.17 Hz的低频扰动信号在地震发生前30小时却在迅速加强。由于台风扰动对成都台的影响较弱,这种低频扰动信号在成都台的记录中尤为显著(见图3)。

进一步以地震发生前每小时的记录为分析研究对象,对震前扰动信号进行更细致的时频分析。考虑汶川地震爆发前90个小时的连续观测数据,对其中每小时的数据进行PSD分析,然后分别在0.12~0.17 Hz频段和0.2~0.25 Hz频段求出PSD振幅变化的平均值,最后得到两种扰动能量变化的时间序列。图4显示两种扰动的能量变化表现出完全不同的动态特征。优势频率为0.2~0.25 Hz的扰动与台风的路径和强度变化相关,该扰动始于5月9日,其最大值出现在5月11日(台风距离中国大陆最近),其能量随后随着台风的远离而逐渐减弱,因此这

种扰动是海浪驻波引发的二次微地震(Secondary microseisms),是一种台风扰动现象。而优势频率为  $0.12\sim 0.17$  Hz 的扰动始于 5 月 10 日,并一直缓慢增强,但其能量在地震发生前约 10 小时突然开始急剧增强,其最大值出现在地震爆发时刻,此时的能量明显大于台风扰动的能量。这种扰动与台风的路径和强度变化不相关,明显是一种非台风扰动。图 4 显示台风扰动信号在泉州地震台的记录中很强,而非台风扰动在成都台的记录中特别突出。成都台和泉州台宽带地震仪的水平观测数据也表现出相同的特征。

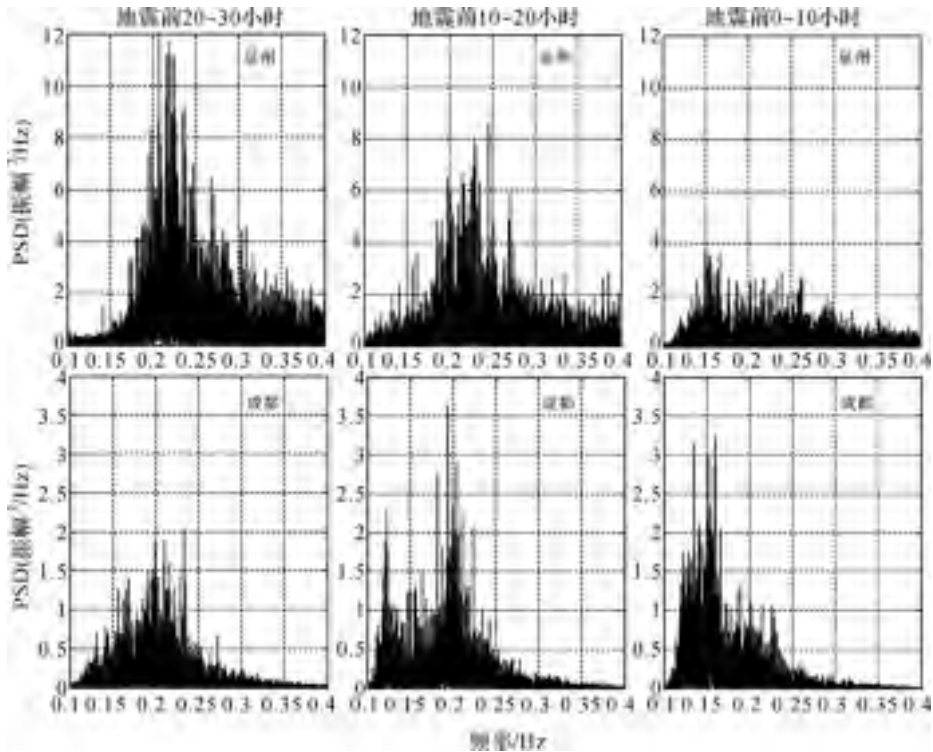


图 3 汶川地震爆发前,成都台和泉州台观测记录的短时 PSD 变换

注:PSD 为能谱密度。将地震爆发前连续 30 个小时的观测记录分三段,每段 10 小时,然后对每段数据进行 PSD 分析。泉州台的记录显示“台风扰动”(频率范围为  $0.2\sim 0.25$  Hz)的能量从地震发生前 30 小时(5 月 11 日)开始迅速减弱,成都台显示另一种低频扰动(频率范围为  $0.12\sim 0.17$  Hz)的能量在不断加强,在地震发生前 10 小时达到最大。

用带通滤波器将台风扰动和非台风扰动信号在时间域分开,图 5 显示台风扰动信号在成都台很弱,其最大值也不在地震爆发时刻。值得注意的是:在  $0.12\sim 0.17$  Hz 频段,成都台和泉州台之间异常大的传播延迟现象消失了,两个相距 1 670 km 的地震台记录到的非台风扰动波形非常相似(见图 5)。这一结果证实本文

的推测:汶川大地震震前扰动异常大的传播延迟现象是由于存在非台风扰动的影响。

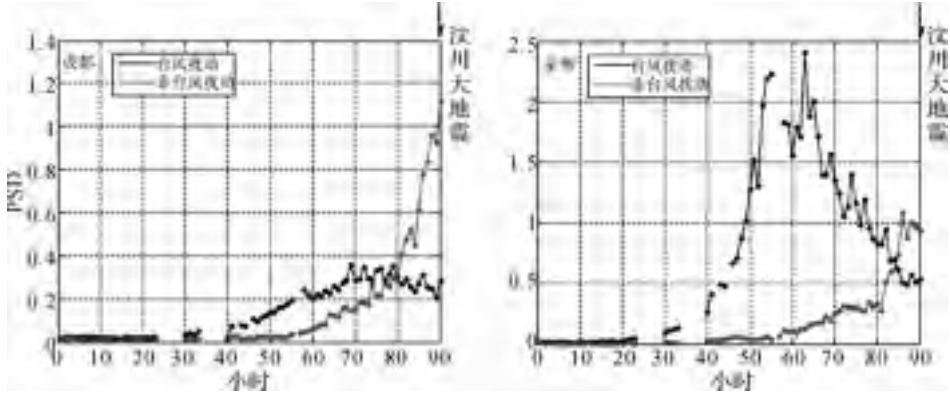
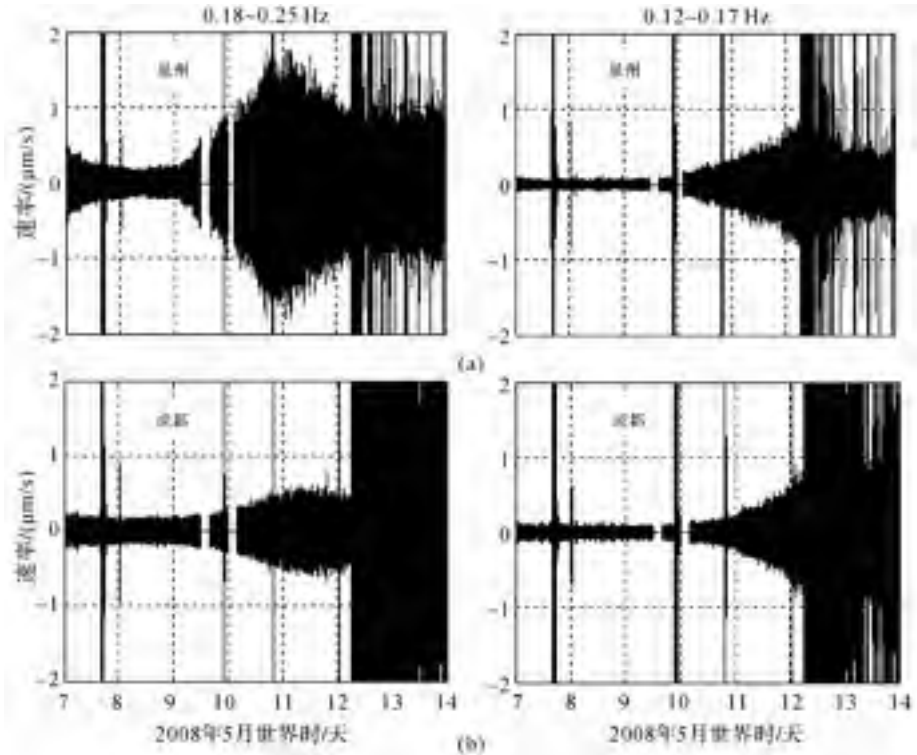


图4 成都台和泉州台观察记录中“台风扰动”和“非台风扰动”的能量变化

注:将地震爆发前连续90个小时的观测记录分为90个时段,每个时段长度为1小时。对每个时段的数据进行PSD分析,求出每个时段信号在0.12~0.17 Hz频段和0.2~0.25 Hz频段内能谱密度(PSD)振幅的平均值,得到两种扰动信号能量随时间变化的时序图。图中显示“台风扰动”和“非台风扰动”表现出完全不同的动态特征。“非台风扰动”的能量在地震爆发前10小时突然急剧增加,并在地震爆发前1小时达到最大。图中时间范围为汶川大地震爆发前的90个小时,第90小时后地震爆发。



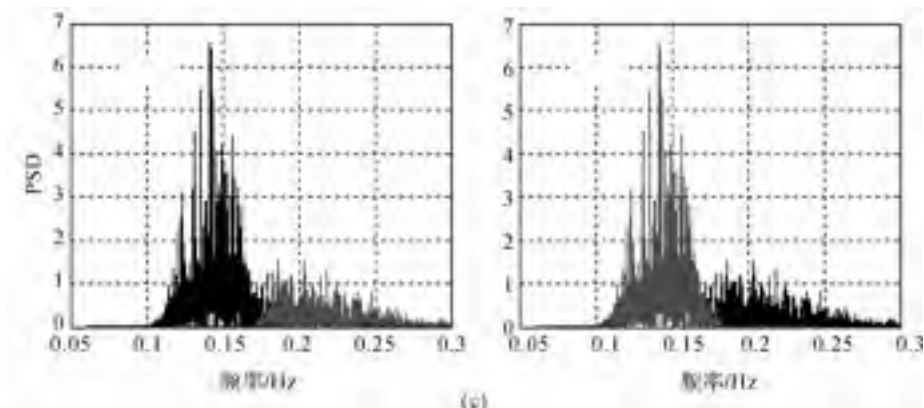


图5 时间域分离“台风扰动”和“非台风扰动”

注:用带通滤波器将“台风扰动”与“非台风扰动”在时间域分开。图(a)为泉州台记录到的“台风扰动”和“非台风扰动”。图(b)为成都台记录到的“台风扰动”和“非台风扰动”。图(c)为成都台观察数据滤波前后的 PSD 变换,变换时所用的时间窗为地震发生前 0~5 小时。图中表示了未滤波数据的 PSD 变换和滤波后的 PSD 变换。比较的结果表明滤波器可有效地将“台风扰动”与“非台风扰动”在时间域分开。

采用相同的方法分析和研究四川、重庆、甘肃、陕西、湖北、湖南、浙江、广东、福建、新疆、西藏、台湾等 200 多个地方台站和国家台站的宽带地震仪的观测数据, PSD 分析结果显示这些台站都在 0.2~0.25 Hz 频段记录到了 Rammasun 激发的台风扰动,在 0.12~0.17 Hz 频段记录到了非台风扰动,但扰动的信号强度随地域的不同而有较大的区别。特别值得注意的是:相对于台风扰动信号,非台风扰动信号在我国内陆地区较强,特别是在靠近震中的四川、重庆、甘肃、陕西以及湖北地区。在这些地区的观测记录中,非台风扰动在地震爆发前 10 小时的急剧增强,其能量明显大于台风扰动能量,在地震爆发前的 1~4 小时,非台风扰动的能量大约是台风扰动能量的 2~3 倍(见图 6)。在湖北黄梅台的宽带倾斜仪记录中,非台风扰动表现出更为明显的优势,其记录显示在地震爆发前几个小时,非台风扰动的能量几乎是台风扰动能量的 4~5 倍(见图 7)。而在沿海地区,非台风扰动相对于台风扰动的优势并不明显(见图 8)。在中国大陆西部地区,非台风扰动也相对较弱(见图 9)。这些现象表明非台风扰动的震动源不在海底或沿海区域,而可能在靠近汶川大地震震中的内陆区域。

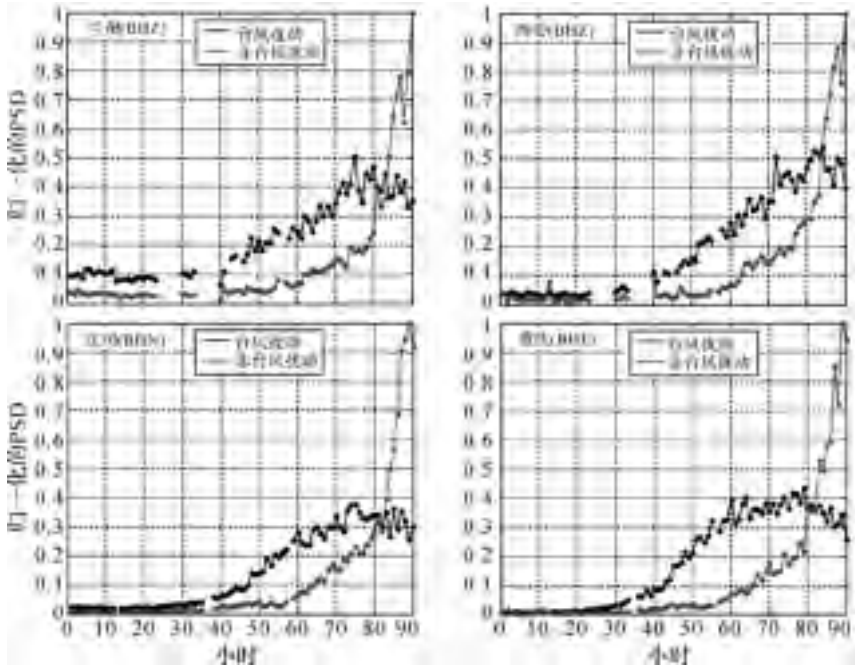


图 6 兰州、西安、汶川和重庆台记录中“台风扰动”和“非台风扰动”的能量变化

注：“非台风扰动”在靠近震中的内陆地震台的记录中较强，其能量在地震前 10 个小时开始急剧增强，信号在地震爆发时达到最大。地震爆发前“非台风扰动”能量大约是“台风扰动”能量的 2~3 倍。图 6 中振幅为归一化后的值，时间范围为汶川大地震爆发前的 90 个小时。

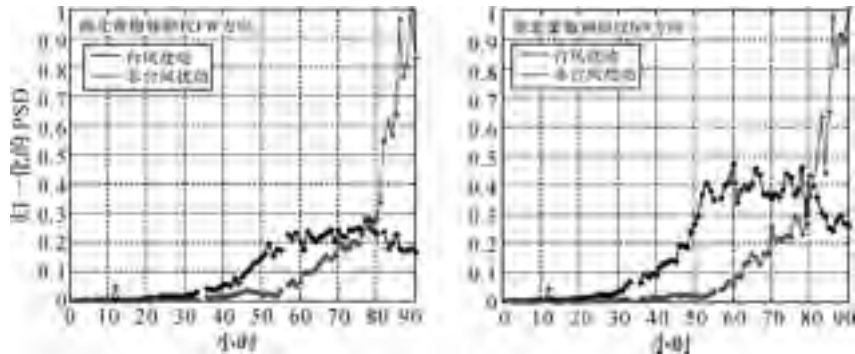


图 7 湖北黄梅台宽带倾斜仪记录中“台风扰动”和“非台风扰动”

注：在黄梅台宽带倾斜仪记录中，“非台风扰动”的优势更为明显。地震爆发前几个小时，东西方向的记录显示“非台风扰动”的能量大约是“台风扰动”能量的 4~5 倍。图中振幅为归一化后的值，时间范围为汶川大地震爆发前的 90 个小时。



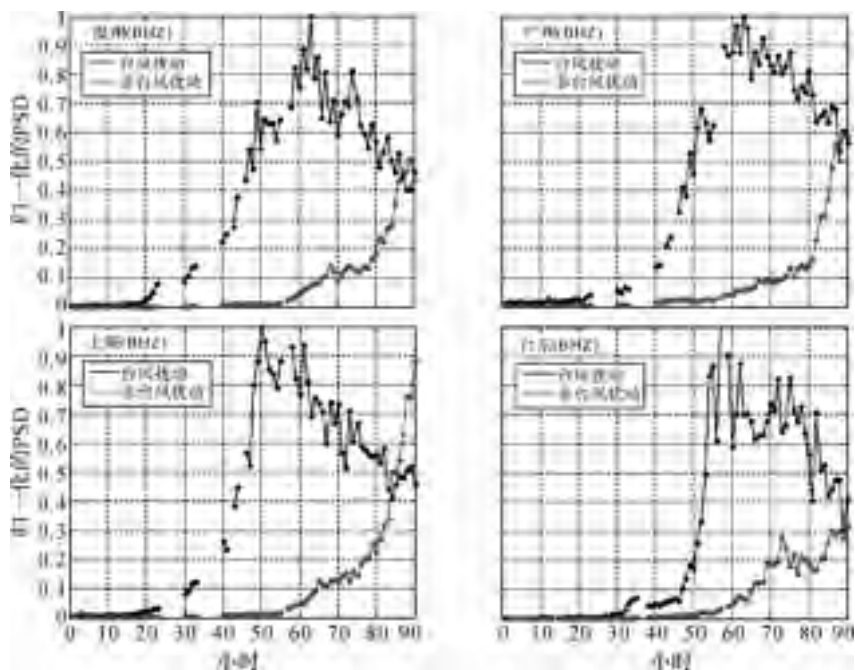


图8 温州、广州、上海和台湾台东台记录中“台风扰动”和“非台风扰动”的能量变化

注：“非台风扰动”信号在中国沿海地区地震台的记录中相对较弱。图8中振幅为归一化后的值，时间范围为汶川大地震爆发前的90个小时。

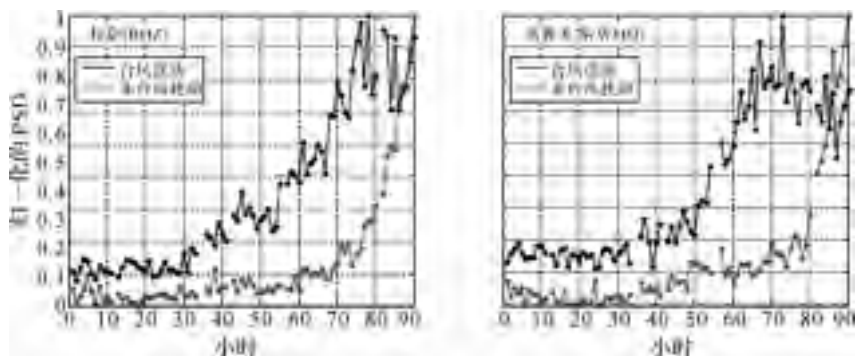


图9 拉萨和乌鲁木齐台记录中“台风扰动”和“非台风扰动”的能量变化

注：“非台风扰动”信号在中国西部地区地震台的记录中相对较弱。图9中振幅为归一化后的值，时间范围为汶川大地震爆发前的90个小时。

#### 四、汶川大地震前非台风扰动现象的讨论

汶川大地震前的非台风扰动明显不同于 Rammasun 激发的台风扰动。非台风扰动在地震前10小时开始急剧增加，其最大值出现在地震爆发时刻。非台风扰动在

靠近震中的地区较强,在沿海地区和西部地区较弱。从分析上看,这种非台风扰动似乎应该与汶川大地震有一定的联系。究竟是什么因素导致在内陆地区产生这种异常扰动,且刚好发生在汶川大地震爆发前? 这些问题值得进一步的思考和研究。

分析表明,汶川大地震前的非台风扰动对应的地面质点运动主要为垂直平面内的逆行椭圆运动(见图 10)。而波动质点的椭圆运动正是瑞利面波的基本特征。因此,汶川大地震前的非台风扰动产生的地震波的主要成分也为瑞利面波。在确定了非台风扰动的波动成分后,利用四川、重庆、甘肃、陕西,湖北地区的宽带地震仪观测数据,采用扰动源扫描算法<sup>[13-15]</sup>对汶川大地震前的台风扰动和非台风扰动的震动源进行了初步的定位计算。结果表明:台风扰动的震动源位置分散在靠近台风路径的海底,并随台风的移动而改变(见图 11、图 12)。这个定位结果完全符合 Languet-Higgins 等人的理论分析结果<sup>[4-6]</sup>。非台风扰动的震动源位置也不局限在一点,而是分散在靠近震中的内陆地区(见图 13)(限于篇幅,有关定位的详细内容将另文发表)。台风扰动是海浪引起海底压力变化而造成的微地震,产生的地震波的主要成分为瑞利面波<sup>[8, 16]</sup>。那么汶川大地震前的非台风扰动是否和地震爆发前的地下压力变化有关呢?

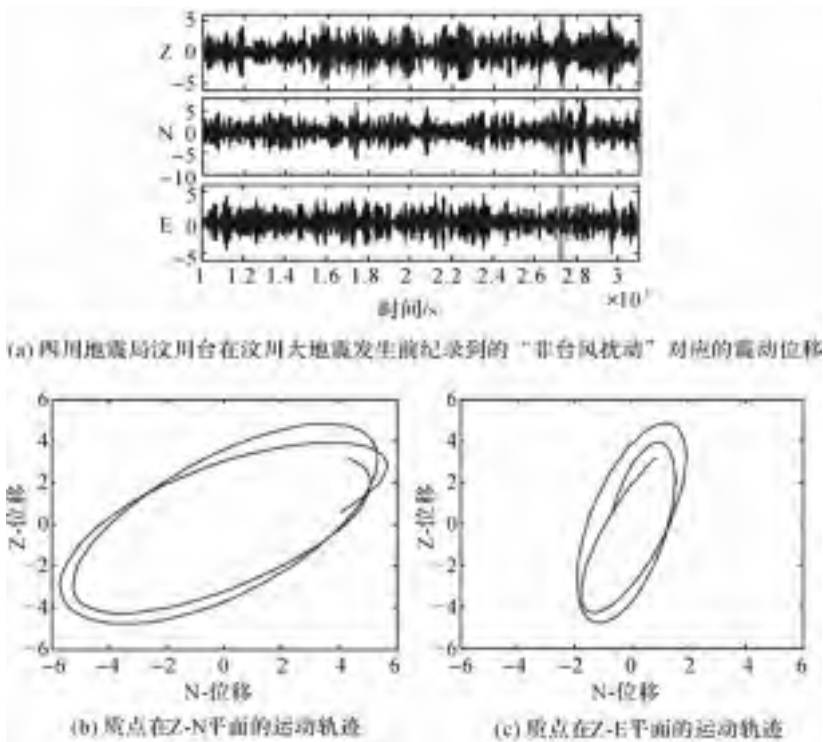


图 10 汶川大地震前的“非台风扰动”的主要成分为瑞利面波

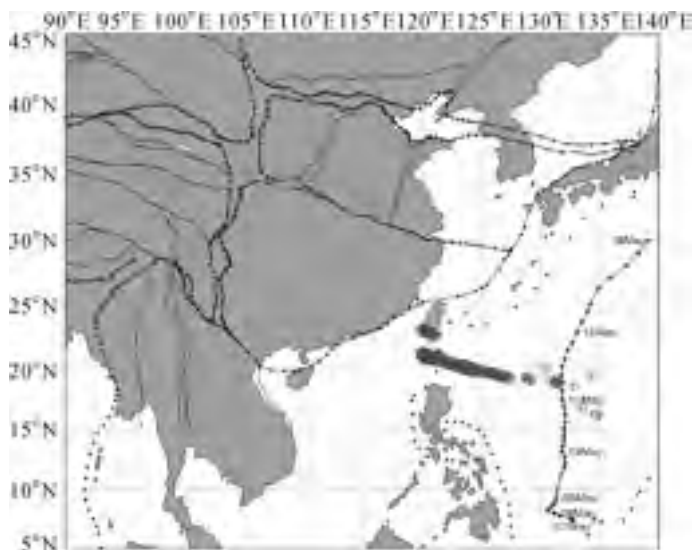


图 11 扰动源扫描算法对 5 月 11 日的“台风扰动”的震动源进行定位的结果

注:图中表示了用于定位的地震台的位置和我国大陆的板块边界。定位所用的观测数据的时间范围为 2008/05/11/13/00/00~2008/05/11/13/30/00(北京时间)。定位计算前先用数字带通滤波器去掉“非台风扰动”,提取出“台风扰动”。图中圈点表示“台风扰动”最可能的震动源位置。台风的运动轨迹及其对应的日期都显示在图中。

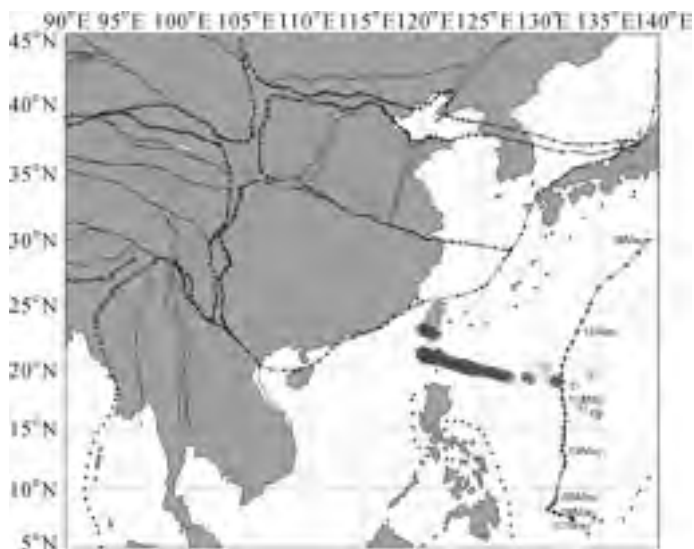


图 12 扰动源扫描算法对 5 月 12 日的“台风扰动”的震动源进行定位的结果

注:图中定位所用的观测数据的时间范围为 2008/05/12/13/00/00~2008/05/12/13/30/00(北京时间)。其他同图 11。

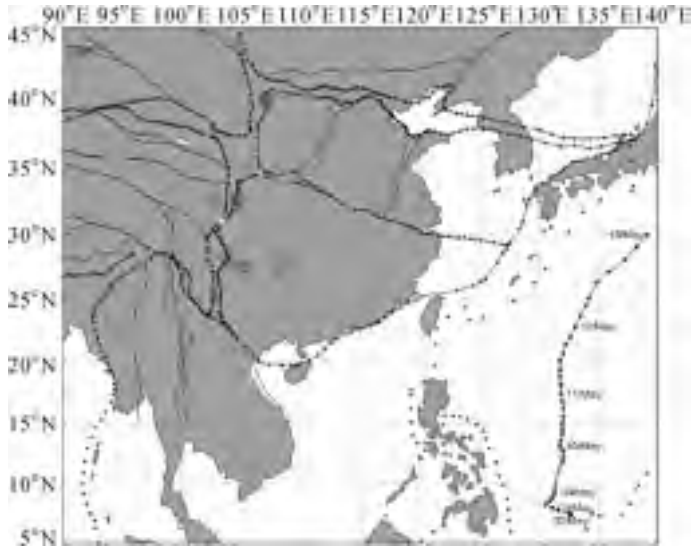


图 13 扰动源扫描算法对 5 月 12 日“非台风扰动”的震动源进行定位的结果

注：图中星号表示汶川大地震震中的地理位置，点表示用于定位的地震台的位置，点线和曲线表示我国大陆的板块边界。定位所用的观测数据的时间范围为 5 月 12 日 13 时至 13 时 30 分（北京时间）。定位计算前使用数字带通滤波器去掉“台风扰动”，提取出“非台风扰动”。图中圈点表示“非台风扰动”最可能的震动源位置。图中显示了台风的运动轨迹及其对应的日期。

从板块运动的宏观尺度分析上看，印度板块推挤欧亚板块是导致汶川大地震爆发的根本原因。印度洋板块向北运动挤压欧亚板块形成了青藏高原，并造成青藏高原深部的物质向东流动。东流物质遇到四川盆地受阻后向上运动，形成了绵延几百公里的龙门山脉和龙门山断裂带。汶川大地震是龙门山断层逆冲运动的结果。只有在地下强大的水平方向压力的作用下，才会出现逆冲断层型的断层运动<sup>[17]</sup>。逆冲型断层多出现在海洋俯冲带附近，在大陆地区极为少见。汶川大地震发生在内陆地区，但却具有和海洋俯冲带地震一样的逆冲特点。这是汶川大地震和绝大多数大陆地震不同的地方，也是研究汶川地震对于理解大陆动力学的重要意义<sup>[18]</sup>。近年来许多观测显示，在一些海洋俯冲带附近，如卡斯卡迪亚俯冲带，菲律宾俯冲带，南海(Nankai)俯冲带，沿俯冲带板块边界经常出现一些微弱的低频扰动现象。与此同时 GPS 观测到了板块的缓慢滑动现象。因而一些学者推测这类扰动现象的产生可能与板块下液态物质的运动，或者与板块滑动时的摩擦过程有一定的关系<sup>[19-21]</sup>。发生在板块界面的滑动事件可增加倾斜板块闭锁处的应力，并有可能在俯冲带上触发地震<sup>[22,23]</sup>。汶川大地震是发生在内陆断裂带上的逆冲型大地震，具有和海洋俯冲带地震一样的逆冲特点。汶川大地震前的非台风扰动是否也和地震爆发前的板块运动有关呢？

## 五、结 论

在本文的研究中,我们对中国大陆 200 多个宽带地震仪记录中的汶川大地震震前扰动信号的时频特征进行了细致分析。分析结果表明:宽带地震仪记录到的汶川大地震前数十小时的扰动信号由动态特征完全不同的两部分组成。其中优势频率为 0.2~0.25 Hz 的扰动与台风活动有关,是海浪驻波激发的海底微地震,其信号的能量变化与台风 Rammasun 的路径和强度的变化有关。这种台风扰动是一种震动源在台风附近海底的海源扰动;另一种优势频率为 0.12~0.17 Hz 的扰动则与台风活动不相关,是一种非台风扰动,其扰动源不在海洋区域,而在靠近震中的内陆区域。这种非台风扰动是一种陆源扰动。汶川大地震震前扰动中的海源扰动部分的内在机理已经清楚,而其陆源扰动部分的内在机理还需进一步深入研究和定量分析。

### 参考文献

- [1] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. 大地测量与地球动力学, 2008,28(3): 129-131.
- [2] 郝晓光,胡小刚. 宽带地震仪资料证实汶川大地震震前重力扰动[J]. 地球物理学进展, 2008, 23(4): 1332-1335.
- [3] 胡小刚,郝晓光. 汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J]. 地球物理学报, 2008, 51(6): 1726-1734.
- [4] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243:1-35.
- [5] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963,1(2): 177-209.
- [6] Haubrich R A, Munk W H, Snodgrass F E. Comparative spectra of microseisms and swell[J]. Bull. Seism. Soc. Am. 1963, 53: 27-37.
- [7] Tanimoto T, Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571- 582.
- [8] Aster R C, McNamara D E, Bromirski P D. Multidecadal Climate-induced Variability in Microseisms[J]. Seismol. Res. Lett., 79(2): 194- 202.
- [9] 胡小刚,郝晓光. 强台风对汶川大地震和昆仑山大地震震前扰动影响的分析[J]. 地球物理学报, 2009,52(5):1363-1375.
- [10] 胡小刚,郝晓光. 2009年3月19日 Mw7.6级汤加大地震的震前扰动现象[J]. 地球物理学进展, 2009,24(3):866-870.
- [11] 郝晓光,胡小刚. 震前扰动现象:从模糊走向清晰——与傅容珊教授商榷[J]. 地球物理学进展, 2011,26(6).
- [12] Tanimoto T. Excitation of microseisms[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L05308,

- doi:10.1029/2006GL029046.
- [13] Kao H, Shan S J. The source-scanning algorithm: Mapping the distribution of seismic sources in time and space[J]. *Geophys. J. Int.*, 2004, 157: 589-594.
- [14] Kao H, Shan S J, Dragert H, et al. A wide depth distribution of seismic tremors along the northern Cascadia margin[J]. *Nature*. 2005, 436(7052): 841-844.
- [15] 李文军, 李丽, 陈棋福. 用震源扫描算法(SSA)研究列车源的运动[J]. *地球物理学报*, 2008, 51(4):1146-1151.
- [16] Correig, A M, Urquizú M. Some dynamical characteristics of microseism time series [J]. *Geophys. J. Int.* 2002, 149:589-598.
- [17] 陈颙, 黄庭芳. 岩石物理学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2001.
- [18] Chen Yong, Li Li, Li Juan, et al. Wenchuan earthquake: Way of thinking is changed [M]. *Episodes*, 2008, 31(4): 374-377.
- [19] David R S, Gregory C B, Satoshi Ide, et al. Low-frequency earthquakes in Shikoku, Japan, and their relationship to episodic tremor and slip [J]. *Nature*, 2006, 442 (7099):188-191.
- [20] Ide S, Shelly D R, Beroza G C. Mechanism of deep low frequency earthquakes: Further evidence that deep non-volcanic tremor is generated by shear slip on the plate interface[J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2007, 34, L03308, doi:10.1029/2006GL028890.
- [21] David R. Shelly, Gregory C. Beroza, Satoshi Ide, et al. Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms[J]. *Nature*, 2007, 446(7133): 305-307.
- [22] Rogers G, Dragert H. Episodic tremor and slip on the cascadia subduction zone: The chatter of silent slip[J]. *Science*, 2003, 300: 1942-1943.
- [23] Dragert H. Mediating plate convergence[J]. *Science*, 2007, 315: 471-472.

原载《地球物理学报》2010年第12期

# 汶川大地震“震前扰动”存在“第三类脉动”吗？

郝晓光, 胡小刚

2008年5月12日8.0级汶川大地震发生后,作者最先指出汶川大地震存在约48小时的“震前扰动”现象<sup>[1-3]</sup>,随后,对汶川大地震和2001年11月14日昆仑山大地震,以及2009年3月19日汤加大地震的“震前扰动”现象进行了研究,结果表明:“震前扰动”现象与强台风的影响密切相关,存在着台风触发地震的可能<sup>[4-6]</sup>。

我们在文献<sup>[6]</sup>中提出了“强台风有可能触发大地震”的推测,而最新出版的《自然》(Nature)杂志上刊登了题为“台风触发慢地震”的论文<sup>[7]</sup>,间接地支持了我们的观点;这两篇论文几乎是同时发表的(都是2009年6月),这说明台风与地震的关系问题已经引起了学术界的强烈关注。

虽然台风触发地震和“慢地震”的可能性是存在的,但是其中的机理还需要下大工夫去认识和研究。1930年后,Banerji、Ramirez和Deacon等人的论文指出,台风产生的海浪可以引起地脉动,但奇怪的是,这种台风海浪引起的地脉动在波浪到达海岸数小时之前就被岸上的地震仪记录到了<sup>[8-10]</sup>。显然,海浪拍岸引起的地脉动只有在海浪到达岸边时才可能发生。那么,这种在海浪到达岸边数小时之前就传送到岸边的地脉动信号是怎样产生的呢?

1950年,英国海洋学家Languet-Higgins在总结前人研究的基础上提出了著名的海浪波动非线性干涉理论<sup>[11]</sup>,用海浪驻波解释海洋引起的地脉动现象。Hasselmann<sup>[12]</sup>,Tanimoto<sup>[13-14]</sup>进一步扩充和发展了这一理论。根据Higgins的理论,台风海浪可产生两种地脉动效应:一种是海浪拍岸直接产生的脉动,称为“第一类脉动”(原生脉动),其频率与海浪周期相同,频率范围大约为0.05~0.1 Hz(周期范围10~20 s);“第一类脉动”的能量不大,在陆地上传播数十千米后就逐渐消失了。另一种是海浪相互干涉,形成海水驻波在海底产生压力而引起的脉动,称为“第二类脉动”(次生脉动),其频率为海浪频率的两倍,频率范围大约为0.1~0.5 Hz(周期范围2~10 s)。“第二类脉动”的能量比“第一类脉动”的能量大许多(约100倍)<sup>[15]</sup>,在陆地上可传播数千千米。因此,地脉动信号主要以“第二类脉动”的形式出现在0.1~0.5 Hz的频率范围。“第二类脉动”以瑞利波的形式向海岸传播,瑞利波的传播速度约3 km/s,比海浪的传播速度要快得多;所以,台风海浪引起的地脉动(“第二类脉动”)在波浪到达海岸数小时之前就能够被岸上的地震仪记录到。

Higgins的理论认为,“第二类脉动”的产生与海浪非线性干涉引起的海浪驻波有关,其海浪非线性干涉的一维简化模型表明:当两个传播方向相反、频率相同的海波,

在海面上传播而发生干涉时,可形成海水驻波,驻波引起的海底压强  $P$  变化为

$$P = -0.5\rho a_1 a_2 \omega^2 \cos 2\omega t$$

式中,  $a_1$ 、 $a_2$  为海波的振幅;  $\rho$  为海水密度;  $\omega$  为海浪的频率。由此可见,驻波引起的海底压强变化频率是海浪起伏变化频率的两倍。海浪驻波引起的海底压强变化与海水的深度无关,可传播到海底而不衰减。而海浪(海水行波)直接产生的洋底压强会随着海水深度增加呈指数衰减。许多观测和研究证实 Higgins 海洋驻波理论能合理地解释在浅水海域海浪激发的地脉动现象,较好地说明能量从大气层传入海洋并传至海底,产生地脉动的过程以及地脉动的优势频率高于海浪频率的原因<sup>[16-19]</sup>。

我们在文献[5]和文献[6]中研究了汶川大地震、昆仑山大地震和汤加大地震的“震前扰动”与台风影响的关系,结果表明:这三大地震的“震前扰动”现象与强台风引起的“第二类脉动”密切相关,存在着强台风触发大地震的可能。但是,通过对信号时频特征的细致分析后发现:汶川大地震和昆仑山大地震的“震前扰动”信号存在着明显的“时频偏移”现象,不完全符合“第二类脉动”的特征:

(1) 昆仑山大地震发生前,我国南海上空产生了一次强台风 LingLing,内陆许多地震台站记录到的昆仑山大地震的“震前扰动”现象,但位于新疆地震台记录到的异常地脉动信号的频率明显低于其他地震台记录到的地脉动频率,存在着明显的“频率偏移”现象。

(2) 在汶川大地震发生期间,西太平洋上空产生了一次强台风 Rammasun。根据中央气象台资料,Rammasun 于 5 月 8 日在菲律宾以东的西北太平洋洋面生成,5 月 11 日风力达到最大为 14 级。仔细比较我国内地地震台与沿海地震台记录到的“震前扰动”,二者的波形有明显的区别。我国沿海地区记录到的“震前扰动”提前约一天开始,其振幅最大值在 5 月 11 日——台风最强且距离海岸最近的时刻,而我国内陆地区记录到的“震前扰动”振幅的最大值在 5 月 12 日下午——大地震的爆发时刻,两者有 30 多小时的“时间偏移”。

汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”的“时间偏移”与“频率偏移”现象不符合 Higgins 的理论“第二类脉动”的基本特征。因为“第二类脉动”是以瑞利波的形式传送的,而瑞利波的频率在传送的过程中是不会发生变化的;瑞利波的传播速度约为 3 km/s。即使两地震台之间相隔数千公里,瑞利波到达的时间延迟也不过是十几分钟,怎么会有几十个小时延迟呢?是不是存在着另一种信号呢?<sup>[20]</sup>

汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”现象的“时间偏移”与“频率偏移”,使我们不得不考虑这样的问题:除了“第二类脉动”外,是否还可能存在着“第三类脉动”?如果存在,这种“第三类脉动”又会是怎样产生的呢?

根据 Higgins 的理论,海浪的行波拍打海岸产生“第一类脉动”(原生脉动)、海浪的驻波形成的对海底压力变化产生“第二类脉动”(次生脉动)，“第二类脉动”是以瑞利波的形式(行波)在陆地上传送的。那么我们不禁要问,瑞利波有没有“行



波”和“驻波”之分呢？

由波动力学的一般性理论可知,所谓驻波是指空间各点振动的相位处处相等,而行波则空间各点振动的相位处处不相等。驻波是行波在一定的边界条件下形成的,例如两端固定张紧的弦形成驻波,可看成是行波在两端反射形成驻波。所以,只要边界条件合适,瑞利波的“行波”也可以产生“驻波”。

于是我们大胆推测:当“第二类脉动”以瑞利波“行波”的形式在陆地上传播时,受构造和断层的阻挡等因素的影响,形成了适合“驻波”的边界条件而产生了瑞利波的“驻波”,这种“驻波”对“基底”形成的压力变化则产生了“第三类脉动”(再生脉动);如果这种“基底”正好处在预发地震的区域之下,那么“第三类脉动”触发地震的可能性就会变为现实。所以,“第三类脉动”(如果存在的话)对强震短临前兆的研究具有决定性的重要意义。

由 Higgins 的理论可知,“第二类脉动”要比“第一类脉动”的频率高 1 倍、能量高 100 倍,而我们在文献[5]中的研究则表明:在昆仑山大地震“震前扰动”现象中,位于新疆地震台记录到的异常地脉动信号的频率明显低于其他地震台记录到的地脉动频率;也就是说,“第三类脉动”(不妨暂时这样称呼)的频率要比“第二类脉动”的频率低。至于“第三类脉动”与“第二类脉动”的能量关系,我们正在进行深入研究,结果将另文发表。

### 参考文献

- [1] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等.汶川大地震前的重力扰动[J].大地测量与地球动力学,2008,28(3):129-131.
- [2] 郝晓光,胡小刚.宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J].地球物理学进展,2008,23(4):1332-1335.
- [3] 胡小刚,郝晓光.汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J].地球物理学报,2008,51(6):1726-1734.
- [4] 杨又陵,赵根模,高国英,等.2001年11月14日昆仑山口西 M8.1 地震前的缓慢地震事件[J].国际地震动态,2003(9):1-4.
- [5] 胡小刚,郝晓光.强台风对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析[J].地球物理学报,2009,52(5):1363-1375.
- [6] 胡小刚,郝晓光.2009年3月19日 Mw7.6 级汤加大地震的“震前扰动”现象[J].地球物理学进展,2009,24(3):866-870.
- [7] ChiChing Liu, Alan T Linde & I, Selwyn Sacks, Slow earthquakes triggered by typhoons[J]. Nature,2009, 459: 833-836.
- [8] Banerji S K. Phil. Trans. A, 1930, 229, 287.
- [9] Ramirez J E. Bull. Seism. Soc. Amer. 1940, 30, 35-84.
- [10] Deacon G E R. Ann. N. Y. Acad. 1949, 51, 3, 475.

- [11] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243, 1-35.
- [12] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963 (1):177-209.
- [13] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571-582.
- [14] Tanimoto T. Excitation of microseisms[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L05308.
- [15] Haubrich R A, Munk W H, Snodgrass F E. Comparative spectra of microseisms and swell. Bulletin of the Seismological Society of America. 1963,53(1): 27-37.
- [16] Haubrich R A, McCamy K, Microseisms: Costal and pelagic sources[J]. Rev. Geophys., 1969, 7(3): 539-571.
- [17] Bromirski P D, Duennebier F K. The near-coastal microseism spectrum: Spatial and temporal wave climate relationships[J]. J. Geophys. Res., 2002, 107(B8):2166.
- [18] Bromirski P D, Duennebier F K, Stephen R A. Mid-ocean microseisms[J]. Geochem. Geophys. Geosyst., 2005, 6:Q04009.
- [19] Gerstoft P, Tanimoto T. A year of microseisms in southern California[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L20304.
- [20] 郝晓光,胡小刚:“震前扰动”现象:从模糊走向清晰——对傅容珊教授商榷文章的回答[J].地球物理学进展,2011,26(6).

原载《地球物理学进展》2009年第4期

# 莲花等三台风的地磁效应与“第三类脉动”有关吗？

吴琼,胡小刚,郝晓光,滕云田

当台风中心靠近海岸时,原始海浪与海岸的反射海浪形成的驻波会对洋底产生巨大的压力,产生“第二类脉动”<sup>[1-3]</sup>,可以在陆地上传播很远的距离<sup>[4]</sup>。胡小刚、郝晓光等通过对国家数字地震台网数十台宽频带地震仪的观测资料的仔细研究发现,昆仑山大地震、汤加大地震、汶川大地震均存在与“第二类脉动”相关的“震前扰动”现象<sup>[4-6]</sup>。同时他们还发现汶川大地震的“震前扰动”现象也被LacosteET-20重力仪清晰的监测<sup>[7]</sup>。因此他们认为,这类震前扰动与台风有着明显的相关关系,台风有可能是触发地震的一个诱因。同时“台风触发慢地震”的学说也在英国nature杂志上开始讨论<sup>[8]</sup>。

但是,郝晓光等人通过对地震计和相对重力仪记录到的“震前扰动”信号的时频分析后发现,与“第二类脉动”的时频特征比较,“震前扰动”信号存在明显的时间和频率的偏移现象,因此又提出了“第三类脉动”的概念<sup>[9]</sup>。

以上关于“第二类脉动”和“第三类脉动”的讨论均是基于对地震仪、重力仪、倾斜仪、水位仪等仪器的记录,是处于“几何”层面的讨论,而要从“物理”层面揭示其在陆地上的传播规律,就需要对地球物理场的观测资料进行处理和分析。

表征全球地磁场活动性的  $K_p$  指数与台风的相关关系已经被很多学者发现并进行了深入研究,并取得了许多有意义的研究成果。James B 等<sup>[10]</sup>的研究证实了三类台风与  $K_p$  指数之间存在相关关系并给出了一个初步的物理机制解释。S. Kavlakov等<sup>[11]</sup>的研究工作表明在  $K_p$  指数出现峰值的前后 2~3 天内,台风强度明显高于平均水平。 $K_p$  指数与飓风的最大风速存在一个正向相关关系。Mao T 等<sup>[12]</sup>利用 GPS-TEC 数据研究了飓风 Matsa 登陆前后 TEC 数据的变化,发现在 Matsa 登陆之前,TEC 增长,减去 TEC 的月均值后大约为 5TECU。Matsa 登陆后,TEC 的增长区和幅值均呈减小趋势。登陆一天后,TEC 达到其最小值,并且低于月均值。发现台风对 TEC 的影响可以明显识别。TEC 的变化趋势与报道的台风对 F2 影响的趋势相同。他们的研究证明,台风是通过对电离层和磁层产生扰动,从而产生不规则电流体系,进而影响地球磁场的变化,验证了 James B 的观点。

因此,本文试图通过对国家地磁台网的地磁相对记录数据的分析,揭示台风对地磁场的影响规律。文中利用基于 Hilbert-Huang 变换中经验模态分解法(EMD)的噪声水平提取算法对泉州台(QZH)和乌鲁木齐(WMQ)两个地磁台的地磁相对记录仪器  $H$ 、 $Z$ 、 $D$  三分量记录数据进行处理,提取分解得到的前四阶固

有模态信号(IMF)(频率段为 0.05~0.5 Hz),进行噪声水平的提取计算,每天每个 IMF 得到一个噪声水平,最后得到某段时间内某个分量在一个窄带内对应的噪声水平曲线。通过分析前四阶 IMF 的噪声水平,研究台风诱发的“第二类脉动”对地磁相对记录的可能影响。

### 一、利用经验模态分解法(EMD)提取噪声水平算法描述

信号噪声水平提取的算法分为两步:经验模态分解(EMD)与噪声水平的提取:  
 ①EMD 方法的思路为:计算原始观测数据序列的局部极大值和极小值,用三次样条函数拟合所有极大值和所有极小值得到上下包络线,其中采用镜像闭合延拓法得到周期性信号来避免端点问题<sup>[13]</sup>;用原始信号减去上下包络线的平均值得到一个差值,如果这个差值符合分解终止条件<sup>[14]</sup>,则该差值就是观测数据的一个固有模态信号(IMF);  
 ②噪声水平提取算法:给定  $\alpha$  值和  $k \in [0, 2]$ ,取步长为 0.01,对 IMF 进行遍历。当序列中数值小于  $k$  值的个数和序列总长度之比  $\gamma$  大于给定的阈值时,停止遍历此时的  $k$  值即为该 IMF 对应的噪声水平<sup>[15]</sup>。这里阈值取 0.95。

图 1 是对杭州地磁台  $H$  分量 2008 年 9 月 2 日北京时间 00:00~04:00(LT)子夜 4 小时的原始曲线、EMD 分解的前四阶固有模态信号(IMF)及各个信号对应的傅里叶变换结果。提取的噪声水平用直线形式在各 IMF 图中标明。

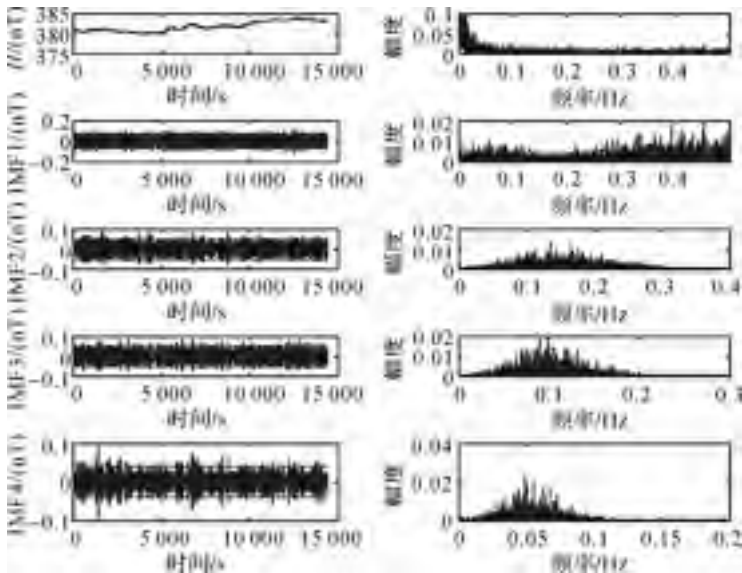


图 1 2008 年 09 月 02 日  $H$  分量子夜 4 小时计算结果

从图 1 中可以看到,第一阶 IMF 信号 IMF1 的傅里叶谱基本覆盖了整个频段,具有白噪声的特征,第二阶 IMF 信号 IMF2 的傅里叶谱分布在 0.1~0.2 Hz

范围,第三阶 IMF 信号 IMF3 的傅里叶谱分布在  $0.05 \sim 0.15$  Hz 范围,第四阶 IMF 信号 IMF4 的傅里叶谱分布在  $0.025 \sim 0.075$  Hz 范围。第二类脉动的频率范围在  $0.1 \sim 0.5$  Hz 范围内<sup>[4]</sup>,因此我们主要针对这四阶信号进行噪声水平曲线的提取,同时给出对地磁相对记录  $H$ 、 $Z$ 、 $D$  三分量前四阶 IMF 进行噪声水平提取的处理结果,以揭示不同分量和频率段地磁数据对台风的反应。

## 二、数据选择与处理结果

本文选取的 QZH 和 WMQ 观测台属于国家一类地磁台,配备的主导地磁相对记录仪器是 FHDZ-M15 地磁总场与分量组合观测系统(M15),其中参与计算的  $H$ 、 $Z$ 、 $D$  分量的相对记录数据是由丹麦气象研究所(DMI)研制的 FGE 悬挂式三分量磁通门磁力仪采集,其采样率 1 次/秒,温度系数小于  $0.25$  nT/°C,分辨率  $0.1$  nT。

根据台风路径的不同,选取 2009 年对中国大陆和台湾影响较大的台风莲花(2009 年 6 月 18~22 日)和莫拉克(2009 年 8 月 3~11 日)作为研究对象,同时再选取台风茉莉(2009 年 9 月 29 日~10 月 8 日)作为参考研究对象<sup>1</sup>。选取 QZH 和 WMQ 在台风登陆后前后 10 天的 M15 的  $H$ 、 $Z$ 、 $D$  相对记录数据进行噪声水平提取。实际参与计算的每天子夜 00:00~04:00(LT)四个小时的地磁相对记录数据,选取这<sup>2</sup>四个小时的数据主要是因为这段时间内人类活动最少,与台站相关的供电系统、运输系统等数据干扰源最稳定,记录数据受到的影响最少。而且这一时段的地磁记录信号也包含了最少的空间环境干扰(如日变和地磁脉动等)<sup>[16]</sup>,因而可以较好地反映自然磁场的变化情况。参与本文计算的两个台站的具体位置和选取的台风路径如图 2 所示。WMQ 与 QZH 的直线距离为  $3470$  km,台风茉莉行进路径距离 QZH 最小距离为  $1250$  km。

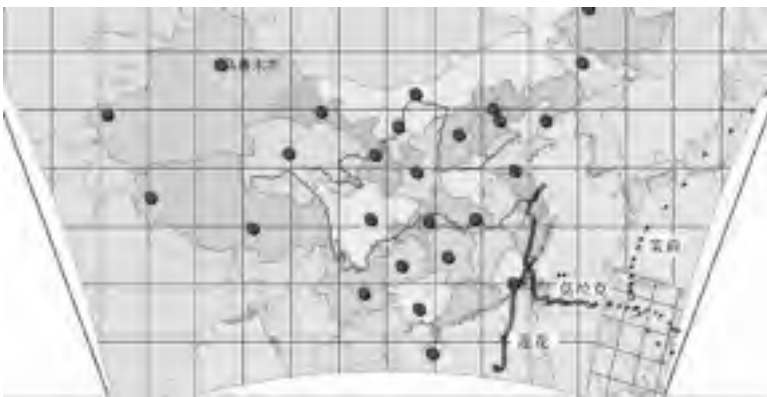


图 2 2009 年台风莲花、莫拉克及茉莉的路径及参与计算的台站 WMQ 和 QZH

1 中央气象台台风路径实时发布系统 <http://map.weather.gov.cn/>  
2  $K_p$  指数数据来自于 <http://isgi.cetp.ipsl.fr/lesdonne.htm>

选取的 QZH 位于福建沿海,位于中低纬度地区,WMQ 位于中国的西北,属于中高纬度地区,并且深入大陆内部。我们研究的数据频段范围在 0.025~0.5 Hz 范围,而 IMF2 的频段范围为 0.1~0.25 Hz,同时中低纬度一般不会出现频率大于 0.08 Hz 的地磁脉动现象<sup>[16,17]</sup>,并且所选取的数据段受到空间环境的干扰又较小,所以其噪声水平主要反映了强自然环境因素对地磁场的影响。因此,可以从这个时段提取的噪声水平曲线(尤其是基于 IMF2 的噪声水平曲线)与台风发生时刻的对应关系入手,研究台风对地磁场的影响。同时,我们还将泉州台和乌鲁木齐台对应时间内的  $K$  指数日总和以及行星  $K_p$  指数列出以共比较。以揭示台风对地磁活动性的影响。

### 1. 台风莲花的处理结果

图 3 描述的是 2009 年 6 月 18 日~22 日台风莲花的中心风速变化图。在 6 月 20 日 18 点前后达到最大风速 28 m/s。图 4 描述的是 WMQ 和 QZH 台用 FHDZ-M15 的相对记录数据计算的  $K$  指数日总和该时段的行星  $K_p$  指数变化图。

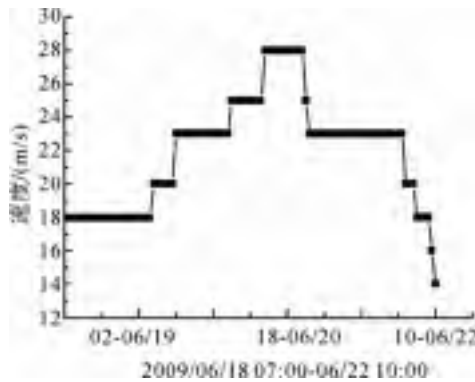


图 3 台风莲花的中心风速变化

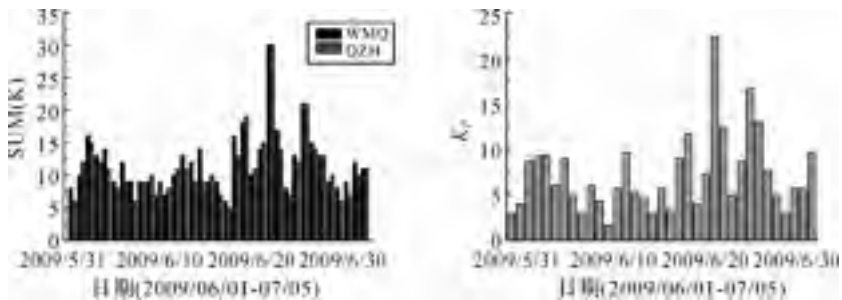


图 4 2009 年 6 月 1 日~7 月 5 日台站 WMQ 和 QZH 的  $K$  日总和与  $K_p$

由图 4 可以看出,WMQ、QZH 的  $K$  日总和图与该时段行星  $K_p$  指数图的分布趋势相同,最高峰出现在 2009 年 06 月 24 日。与台风风速最大值出现的时间

(6月20日)迟4天。但是图4中显示6月20有一个极大值出现。

图5至图7是利用本文第二部分的噪声水平提取算法,对WMQ和QZH2009年6月1日~7月5日的地磁记录数据的处理结果,从这组图件中可以看出来,WMQ处理结果曲线在6月23日出现一个峰值点,而在6月7日开始,噪声水平曲线呈现不同振幅的波动现象。

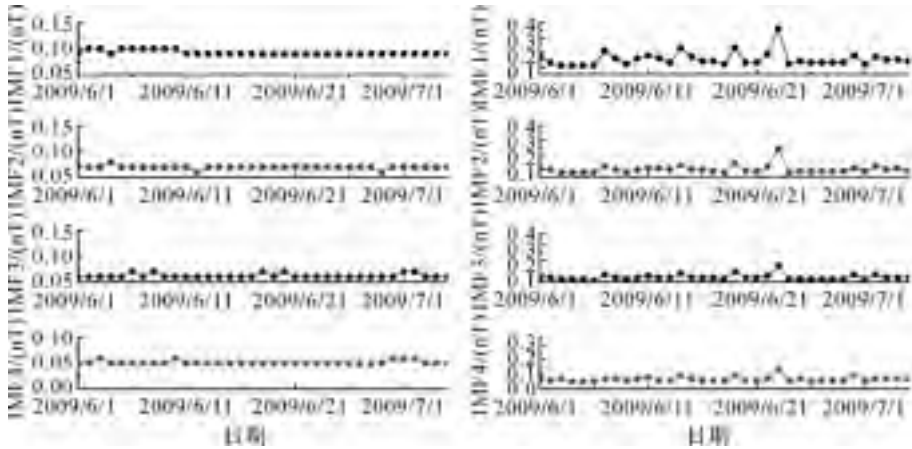


图5 2009年6月1日~7月5日站点QZH和WMQ的D分量噪声水平曲线

为了提高可比性,同时考虑到数据记录仪器的分辨率为0.1 nT,因此设定图中QZH的纵坐标范围为0.1 nT,WMQ的纵坐标范围为0.35 nT。对台风莫拉克和茉莉的结果图件采用同样的噪声水平提取算法和图的纵坐标设定。同时规定,每幅图的左侧为QZH处理结果,右侧为WMQ处理结果。

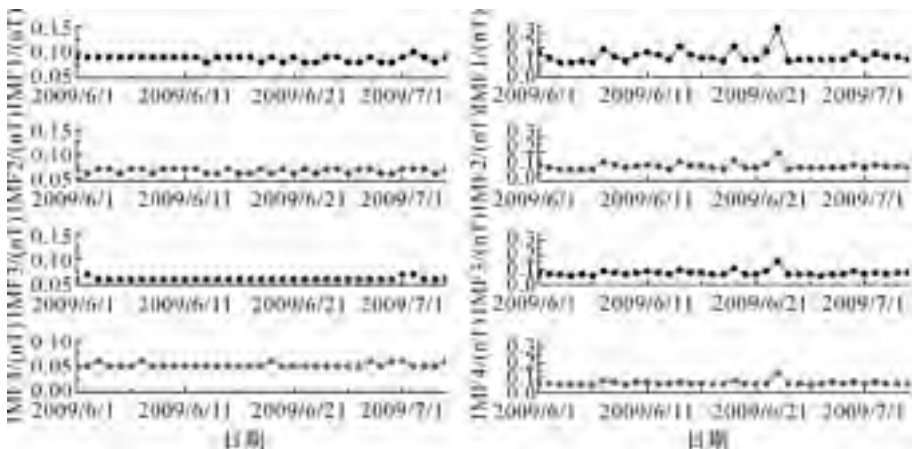


图6 2009年6月1日~7月5日站点QZH和WMQ的H分量IMF分解结果

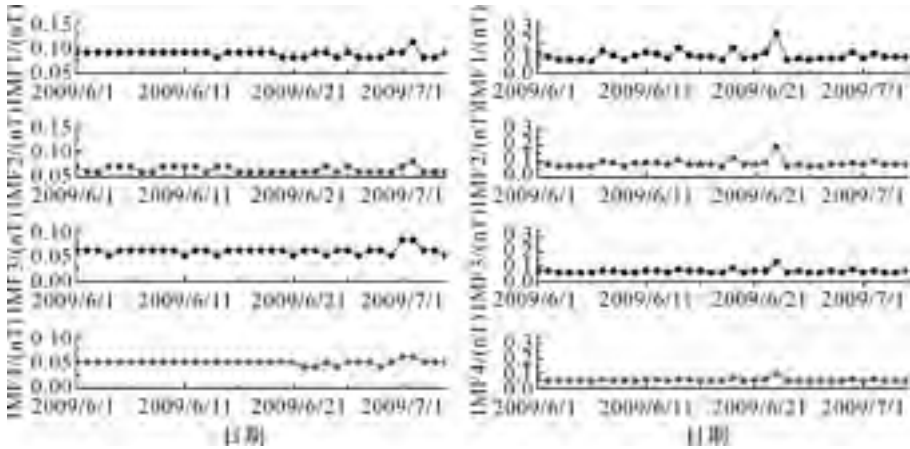


图7 2009年6月1日~7月5日台站QZH和WMQ的Z分量IMF分解结果

### 2. 台风莫拉克的处理结果

图8描述的是2009年8月3日~11日台风莫拉克的中心风速变化图。8月6日风速达到最大40 m/s。图9描述的是WMQ和QZH台用FHDZ-M15的相对记录数据计算的K指数日总和和该时间内行星 $K_p$ 指数变化。

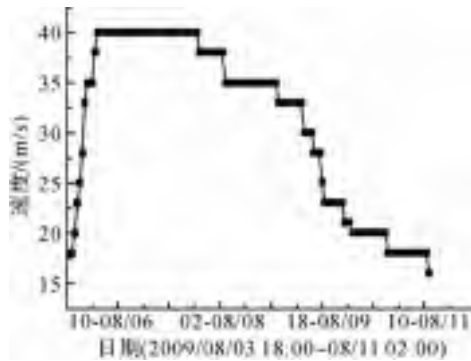


图8 台风莫拉克中心风速变化

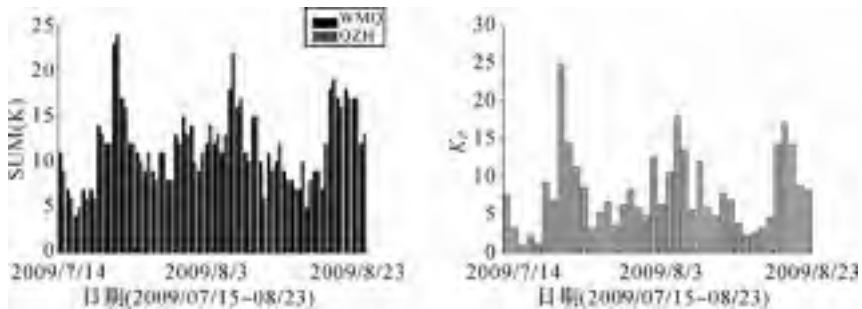


图9 2009年7月15日~8月23日台站WMQ和QZH的K日总和与 $K_p$



注意到,图 12 中的  $K$  日总和和行星  $K_p$  指数曲线的在 8 月 6 日出现极大值,同时还发现该天的 QZH 台站  $K$  日总和与 WMQ 的  $K$  日总和之差大于其他时间段。而此时正是台风中心风速达到最大的时间段。图 10 至图 12 描述了对 2009 年 7 月 15 日~8 月 23 日 QZH 和 WMQ 台站处理结果。虽然 QZH 的结果也出现了波动,但是 WMQ 的波动要强得多。WMQ 结果曲线的最大值出现在 8 月 5 日,在 7 月 18 日开始产生波动。

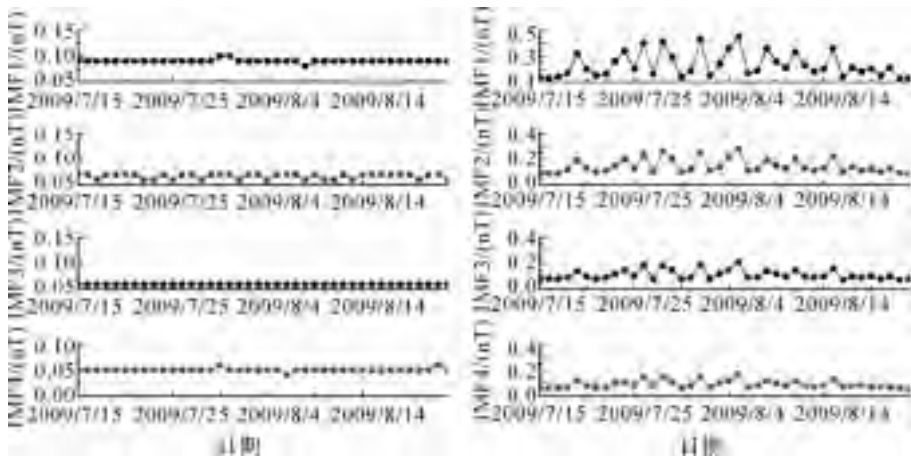


图 10 2009 年 7 月 15 日~8 月 23 日台站 QZH 和 WMQ 的  $D$  分量 IMF 分解结果

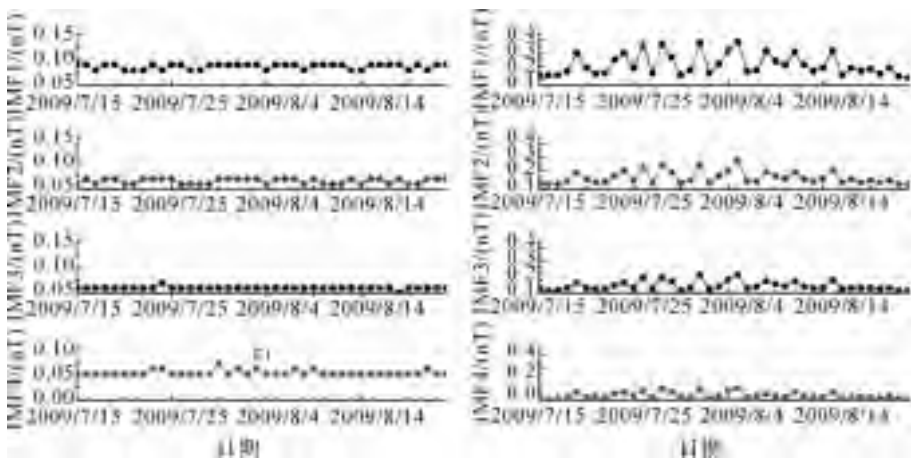


图 11 2009 年 7 月 15 日~8 月 23 日台站 QZH 和 WMQ 的  $H$  分量 IMF 分解结果

### 3. 台风茉莉的处理结果

台风茉莉的行进路线距离 QZH 台站的最小距离为 1 250 km。图 13 描述了该台风在 2009 年 9 月 29 日~10 月 8 日中心风速的变化。10 月 5 日风速达到最

大 65 m/s。图 14 描述的是 WMQ 和 QZH 台用 FHDZ-M15 的相对记录数据计算的  $K$  指数日总和和该时间内行星  $K_p$  指数变化。

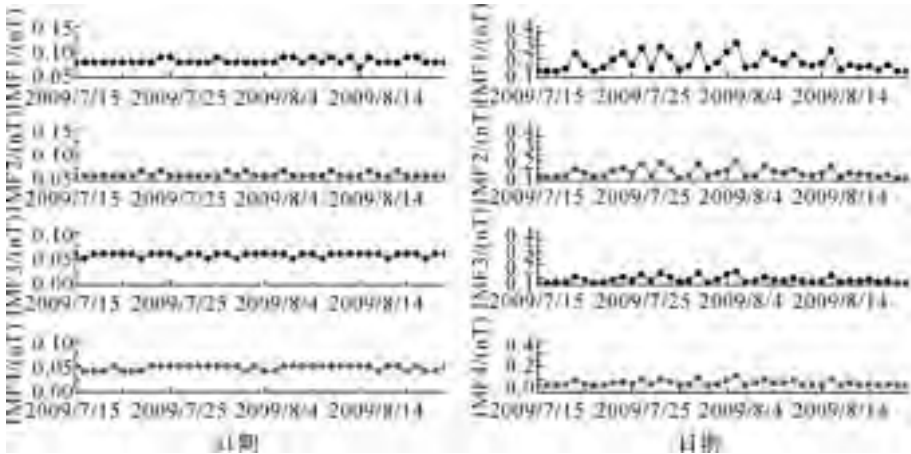


图 12 2009 年 7 月 15 日~8 月 23 日台站 QZH 和 WMQ 的 Z 分量 IMF 分解结果

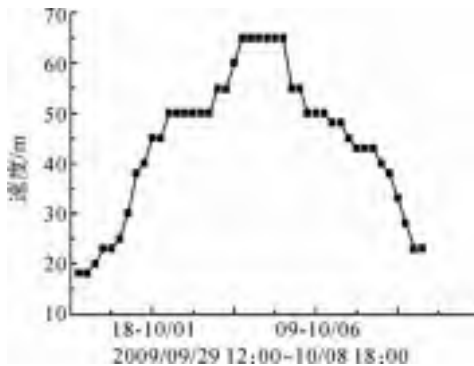


图 13 台风茉莉中心风速变化曲线

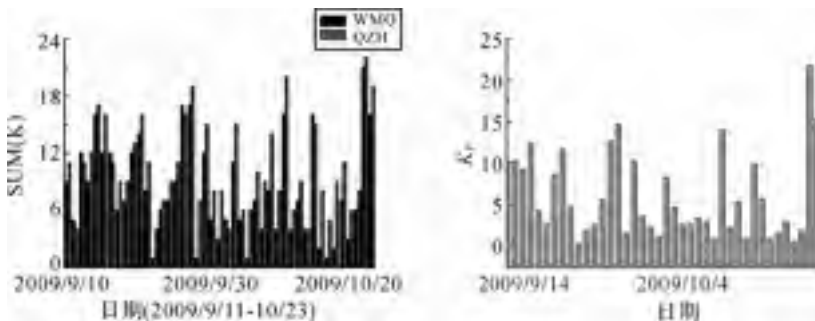


图 14 2009 年 9 月 5 日~10 月 23 日台站 WMQ 和 QZH 的  $K$  日总和

从图 14 中可以看到,虽然台风的到来并没有明显的  $K$  日总和峰值点与之对应,但是这段时期内  $K$  日总和曲线变化较为剧烈,同时还可以看到,  $QZH$  的曲线从总体上要远大于  $WMQ$ 。同时还注意到,图 14 中 10 月 4 号出现极大值,早于风速最大值出现日期 1 天。并且这两个台站  $K$  日总和分布呈现了与图 9 基本相同的规律。

图 15 至图 17 描述了 2009 年 9 月 14 日~10 月 23 日的噪声水平曲线提取结果。从图中可以看到,  $QZH$  结果的波动程度要远大于  $WMQ$ 。波动开始的时间大约在 9 月 25 日,  $WMQ$  的最大值出现在 10 月 15 日,而  $QZH$  峰值出现时间不稳定。

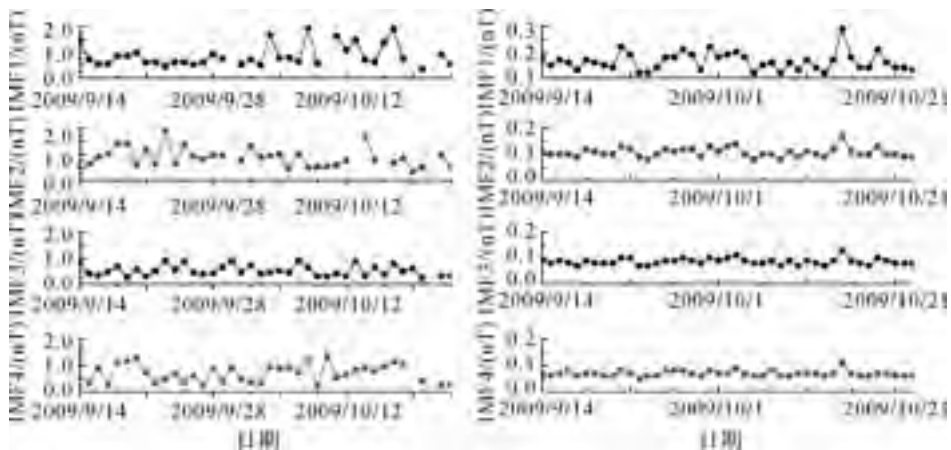


图 15 2009 年 9 月 14 日~10 月 23 日台站  $QZH$  和  $WMQ$  的  $D$  分量 IMF 分解结果

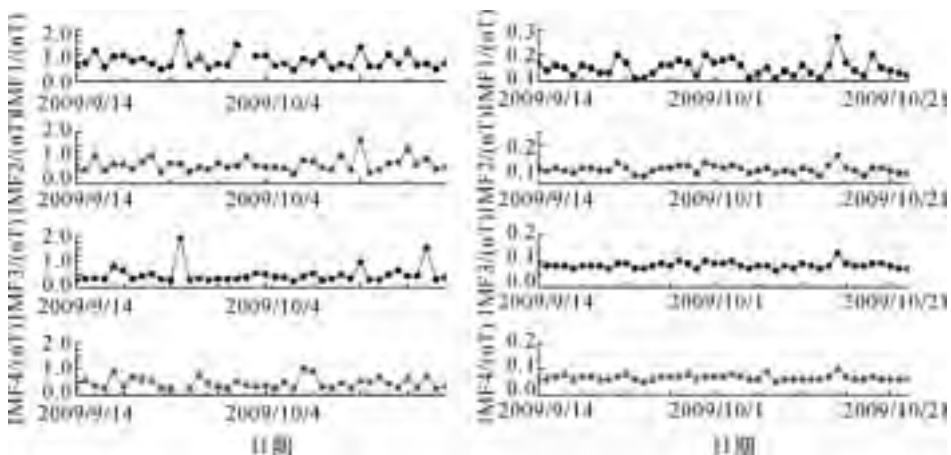


图 16 2009 年 9 月 14 日~10 月 23 日台站  $QZH$  和  $WMQ$  的  $H$  分量 IMF 分解结果

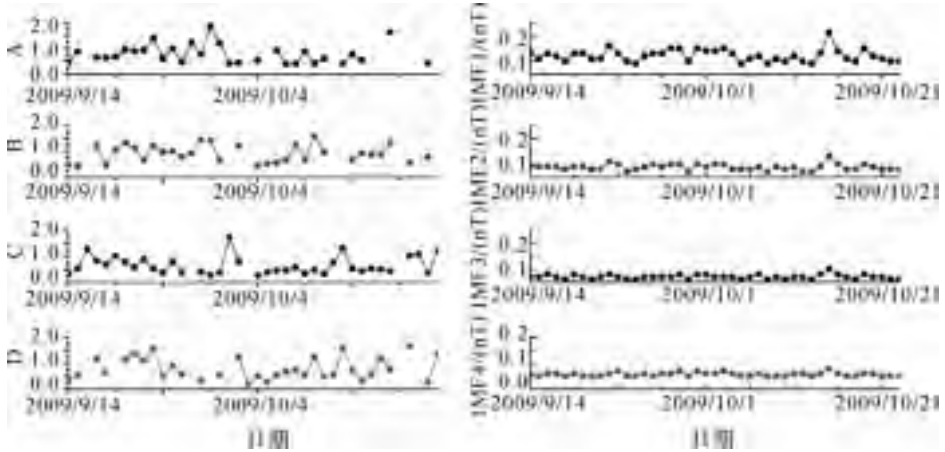


图 17 2009 年 9 月 14 日~10 月 24 日台站 QZH 和 WMQ 的 Z 分量 IMF 分解结果

### 三、结果分析

第 3 部分的分析中,选取的台风莲花和莫拉克经过台站泉州,台风茉莉距离泉州的最近距离为 1 250 km。泉州台与乌鲁木齐台之间的直线距离为 3 470 km。地磁数据为台风发生前后大约 10 天的地磁数据,其中 2009 年 6 月 1 日~7 月 5 日地磁活动性较弱,而选取的另外两个时间段内,地磁活动性较强。这样我们可以将实验的数据分为以下三类:

- (1)地磁场活动平静,台风经过台站泉州;
- (2)地磁场活动活跃,台风经过台站泉州;
- (3)地磁场活动活跃,台风距离泉州 1 250 km。

首先可以肯定的是台风会对地磁相对记录的能量分布产生影响,其影响的范围覆盖很宽的纬度范围。对(1)和(2)类数据的分析发现(图 5 至图 7、图 10 至图 12),QZH 的噪声水平曲线没有明显的起伏,WMQ 的噪声水平曲线反应强烈。(3)类数据的噪声水平曲线上(图 15 至图 17),WMQ 和 QZH 的噪声水平曲线在台风茉莉到来的时候有所反应。这三类数据的处理结果曲线反应的时间一般超前台风发生时间 2~10 天,然后持续到台风结束后 5~10 天后曲线趋于平稳。对于距离台风很近的台站,受到的却小得多。同时从(3)类数据的分析也可以看到,QZH 的反应较为强烈,而 WMQ 的反应相对较弱,因此可以假定,台风的这种影响半径应该小于 5 000 km,而大于 1 000 km。

对 IMF1~IMF4 信号提取的噪声水平看,台风到来时曲线的波动幅度随频率的降低而迅速降低。IMF1 的最强,IMF4 的最弱,但是信噪比最好的波动出现在 IMF2 和 IMF3 信号提取的噪声水平曲线上,即集中在频率为 0.05~0.2 Hz 范围内。从分析的 D、H、Z 的噪声水平曲线上看,D 分量的反应一般较大,H 分量的反

应较弱,  $Z$  分量的反应最为稳定, 即每次台风, 分析的数据中  $Z$  分量的结果都有明显反应。

另外, 从地磁活动性本身我们还可以看到, 当地磁活动性平稳的时候, 噪声水平曲线对台风的反应为一个峰值, 而当地磁活动性活跃的时候, 噪声水平曲线对台风的反应是一系列波动, 当台风风速达到最大时, 其波动的幅度达到最大, 然后持续一段时间后趋于平稳。而波动开始的时间常常超前台风的最大风速到来的时间最长可达 10 天。

通过对台站  $K$  日总和和  $K_p$  指数分布的分析, 我们还发现, 当台风中心风速达到最大前后, 在这两个指数的分布曲线上总会有一个极大值出现, 从滞后 4 天到超前 1 天不等。同时发现, QZH 的  $K$  日总和曲线先要大于 WMQ。这种效应可能来自于台风诱发的“第二类脉动”。由于台风“第二类脉动”属于应力波范畴, 其幅值会随着传播距离的增大而逐渐减小。因此, 它在陆地传播时会产生类似于地震波的压磁效应, 这种感应磁场影响台站的  $K$  日总和, 但是影响程度会随着台站距离台风中心的距离的增大而减小。

我们将 QZH 的  $K$  日总和按天分别减去 WMQ 的  $K$  日总和, 得到了图 18。其中, (1) 是从 2009 年 6 月 1 日至 7 月 5 日的差值曲线, (2) 是从 2009 年 7 月 15 日至 8 月 23 日的差值曲线, (3) 是从 2009 年 9 月 14 日至 10 月 23 日的差值曲线。从图 18(1) 可以看出, 2009 年 6 月 18 日台风莲花到来前 2 天, 即 6 月 16 日出现极小值点, 同样, 从图 18 的 (2) 和 (3) 可以看出, 在台风莫拉克到来的日期 2009 年 8 月 3 日前 2 天, 即 8 月 1 日和台风茉莉到来日期 2009 年 9 月 29 日前两天, 即 9 月 27 日,  $K$  日总和差值曲线均出现极小值点。但是由于台风茉莉的路径与前两者的差别, 其对应的差值曲线上出现的跳动较大。

由此还可以说明, 台风的“三类脉动”可能会影响地磁  $K$  日总和, 其影响的规律是“远大近小”, 并且与台风“第二类脉动”产生的影响呈反相关系, 或许这可以解释图 18 中台风风速极大值出现前的  $K$  日总和差值曲线的极小值。

## 四、结 论

通过以上的分析我们发现:

(1) 台风对地磁场的影响可以涵盖很宽的纬度范围。

(2) 通过对提取的噪声水平曲线分析发现, 台风在距离其路径较远的台站上会增大某个频段的噪声水平, 而在其经过的台站上不会有这种反应; 根据本文选取的台站和台风, 可以认为台风影响的范围是距离其路径 1 000~4 000 km 之间的区域。

(3) 远距离台站地磁相对记录的  $D$  分量的噪声水平曲线对台风的反应最强,  $H$  分量影响最弱, 而  $Z$  分量能够最为稳定的反应台风的影响。因此, 这种效应不应归属于台风对磁层和电离层的影响结果。

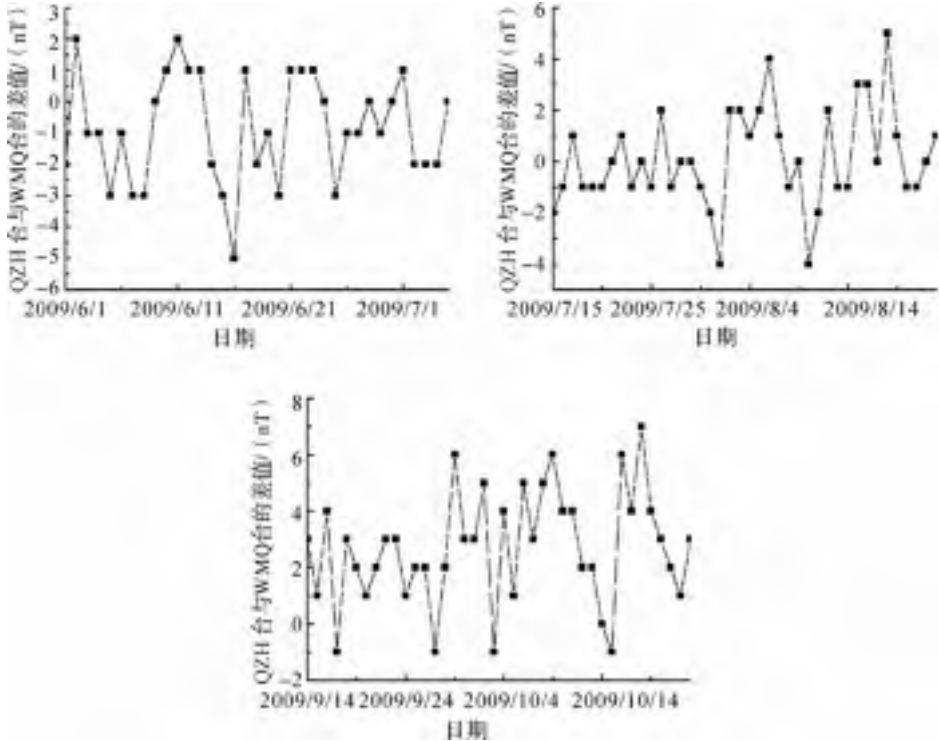


图 18 QZH 台与 WMQ 台 K 日总和之差

(4)从基于 EMD 分解提取的噪声水平曲线来看,噪声水平曲线会随着台风的到来和消逝呈现波动或者单个峰值,其波动幅度随着分解得到的 IMF 信号中心频率降低的而降低。但是从 IMF2 提取的噪声水平曲线呈现出最好的信噪比,IMF1 的波动最大,IMF3 的更小,IMF4 的基本不可见。即台风主要影响远距离台站地磁记录的 0.05~0.3 Hz 频段。

(5)台风到来前后,泉州台的 K 日总和一般大于乌鲁木齐台,这很可能与台风“第二类脉动”相关;但是从泉州台与乌鲁木齐台 K 日总和的差值曲线看出,台风到来前 2 天,其差值均呈现一个极小值点。这也从一个侧面印证了台风对地磁相对记录的影响是远大近小这一特点,而又完全不同于“第二类脉动”的特点。可能跟台风的“第三类脉动”相关,且这两类脉动对地磁 K 日总和的影响呈反相关系。

本文所有地磁数据均来自国家地磁台网,在此感谢他们的辛勤劳动。同时感谢福建泉州南安地磁台陈俊锋同志,他对本文的完成提供了大量帮助。

参考文献

[1] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963, 1:177-209.

- [2] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2007, 34, L05308, doi:10.1029/2006GL029046.
- [3] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. *Geophys. J. Int.*, 2007, 168:571~582, doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03240.x.
- [4] 胡小刚,郝晓光. 强台风对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析. *地球物理学报*,2009, 52(5):1363-1375.
- [5] 胡小刚,郝晓光. 汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J]. *地球物理学报*, 2008, 51(6):1726-1732.
- [6] 胡小刚,郝晓光. 2009年3月19日 Mw7.6 汤加大地震的“震前扰动”现象[J]. *地球物理学进展*,2009,24(3):866-870.
- [7] 郝晓光,胡小刚,等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. *大地测量与地球动力学*, 2008,28(1):129-131.
- [8] ChiChing Liu, Alan T Linde & I, Selwyn Sacks, Slow earthquake triggered by typhoons[J]. *Nature.*, 2009, 459:833-836.
- [9] 郝晓光,胡小刚:汶川大地震“震前扰动”存在“第三类脉动”吗? [J]. *地球物理学进展*, 2009,24(4):1213-1215.
- [10] James B E, Kavnikov S P. Hurricane intensity changes associated with geomagnetic variation[J]. *Atmospheric Science Letters*. 2001. Doi:10.1006/asle.2001.0040.
- [11] Kavnikov S, Elsner J, Perez-peraza J. Atlantic Hurricanes, Geomagnetic Changes and Cosmic Ray Variations Part II. Forbush Decreases and Hurricane Velocity Changes [J]. 30th international cosmic ray conference. 2008(1)(SH):697-700.
- [12] Mao T, Wang J S, Yang G L, et al. Effects of typhoon Matsa on ionospheric TEC [J]. *Chinese Sci Bull*, 2009. doi: 10.1007/s11434-009-0472-0.
- [13] 黄大吉,赵进平,苏纪兰. 希尔伯特-黄变换的端点延拓[J]. *海洋学报*, 2003,25(1): 1-11.
- [14] Huang N E, Shen Z, Long S R. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis[J]. 1998, *Proc. R. Soc. London* 454:903-995.
- [15] 吴琼,王喜珍,杨冬梅,等. FHDZ-M15 地磁组合观测系统 OVERHAUSER 探头对 FGE 探头的影响初探[J]. *地震地磁观测与研究*, 2008,29(6):161-169.
- [16] 杨少锋,陈宝生,杜爱民,等. 新疆喀什地区地震前地磁脉动异常分析[J]. *地球物理学报*,1998,41(3):332-241.
- [17] 李琪,李军辉,等. 地磁 ULF 前兆信息研究简述[J]. *地震地磁观测与研究*,2008,29(6):171-176.

# “震前扰动”现象:从模糊走向清晰

——与傅容珊教授商榷

郝晓光,胡小刚

我们第一次认识“震前扰动”现象是1997年在南极中山站越冬期间,开始怀疑是仪器故障,后来排除了仪器故障的可能,提出该现象是一种“不明地学事件”<sup>[1]</sup>。2001年,我们的认识有所发展,明确提出1997年5月25日的7.1级 South of Kermadec Islands 地震存在约40小时的“震前扰动”现象,当时的猜测是该现象的成因可能与地核有关<sup>[2]</sup>。

2003年,杨又陵等根据新疆地震台网的观测记录指出:2001年11月14日发生的8.1级昆仑山大地震存在约47小时的“震前扰动”现象、视周期为8.8秒,并推测该现象的成因是中昆仑断裂临震预滑动引起的“慢地震”事件<sup>[3]</sup>。

2008年5月12日发生8.0级汶川大地震,我们根据武汉大地测量国家野外科学观测站的重力仪资料和国家地震台网的宽带地震仪资料最先指出:汶川大地震存在约两天左右的“震前扰动”现象、信号周期为4~8秒<sup>[4-5]</sup>,并初步推测该现象的成因可能是地震爆发前华南地块开始了慢滑移<sup>[6]</sup>。随后,张雁滨等指出有些“震前扰动”现象与台风的影响密切相关<sup>[7]</sup>。特别是,傅容珊教授等在《地球物理学报》2009年第2期上发表了题为《地震前兆还是其他因素?——与“汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探”作者商榷》(以下简称《商榷》)的文章,认为汶川大地震的“震前扰动”现象与地震前兆无关、最可能是 Rammasun 台风的影响造成的<sup>[8]</sup>。

不知是《商榷》作者不了解还是由于疏忽,文中并未提及台风引发地脉动的原因及国际上的相关研究,只是“推测该类脉动和海水运动及海洋上空的气压变化相关”。实际上,英国海洋学家 Languet-Higgins 早在1950年提出了著名的海浪波动非线性干涉理论<sup>[9-10]</sup>,用海浪驻波解释海洋引起的地脉动现象。大量的观测和研究证实 Higgins 海洋驻波理论能合理地解释在浅水海域海浪激发的地脉动现象,能够科学地解释能量从大气层传入海洋并传至海底,产生地脉动的过程以及地脉动的频率高于海浪频率的原因<sup>[11-14]</sup>。多年来这一理论在不断地完善并被广泛认可<sup>[15]</sup>。目前,科学家已经运用这种理论,采用地震仪观测到的海浪地脉动历史资料进行海洋气象研究<sup>[16]</sup>。

根据 Higgins 的海浪驻波理论,台风期间重力仪和地震仪记录到的异常扰动的主要原因是台风浪非线性干涉引起的海浪驻波。海浪驻波引起的海水压强变化可传播到海底而不衰减。而海浪(水面波)直接产生的海水压强变化会随着海水深



度增加呈指数衰减。海浪产生的地脉动又称为微地震(microseisms)脉动海浪产生两种类型地脉动:一是由海浪直接产生的脉动,称为第一类脉动或原生脉动(primary microseisms),其频率与海浪周期相同,信号周期范围 $10\sim 20$  s;另一是由海浪相互干涉,形成海水驻波在海底产生压力而引起的脉动,称为第二类脉动或次生脉动(secondary microseisms),次生脉动信号的频率为海浪频率的两倍,周期范围约为 $2\sim 10$  s。其振幅正比于海浪驻波高度的平方。台风靠近大陆海岸的浅水海域时,会引起巨浪冲击海岸和海底,产生大量的反射波浪。反射波浪与原生海浪的频率相近,传播方向相反,二者相互干涉后会产生很强的海洋驻波,在海底产生巨大的压力变化,地壳会因此产生很强的脉动。台风在远离大陆的深海区域上空时,仅能在台风风眼附近产生较弱的海浪驻波,因而很难激发强烈的异常脉动。由于水面波传播时,水分子做圆周运动(或者椭圆运动),因此台风激发的地震波的主要成分是瑞利波。

《商榷》采用我们在文献[6]中计算的扰动平均强度,尝试4种模型7个模式去推算扰动激发源的位置,最后采用瑞利波模型推定扰动激发源位于点( $19.4^{\circ}\text{N}$ ,  $131.9^{\circ}\text{E}$ )。这说明他们不太了解前人对海浪激发地脉动的研究结果,由此得到简单的否定结论也就不奇怪了。实际上,强台风能激发强烈的瑞利波,其激发源绝非一定点,而是围绕台风风眼(中心)、半径可达百公里的一大片移动区域,这已早有定论。

我们在文献[17]中仔细研究了台风 Rammasun 和台风 LingLing 对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”的影响后认为:《商榷》质疑我们在文献[6]中的“地震爆发前华南地块开始了慢滑移”的观点是可以理解的,那毕竟只是我们的初步推测,还缺少充分科学的论证。但是,我们不同意《商榷》将汶川大地震“震前扰动”的原因简单地归咎于台风影响、并依此完全排除其与地震前兆有关的结论,具体理由如下:

(1)汶川大地震发生前,西太平洋上空产生的强台风 Rammasun 距中国海岸较远。即使最近距离也达1300多千米。分析历史上类似的台风过程,结果表明这类台风在中国内陆产生大振幅的地脉动效应的可能性较小(参见文献[17]中的图9和图10)。

(2)仔细比较中国内地地震台与沿海地震台记录到的“震前扰动”,二者的波形有明显的区别。中国沿海地区记录到的“震前扰动”提前约一天开始,其振幅最大值在5月11日——台风最强且距离海岸最近的时刻,而中国内陆地区记录到的“震前扰动”振幅的最大值在5月12日下午——大地震爆发的时刻,二者有30多小时的时间偏移(见图1)。如果汶川大地震“震前扰动”完全由台风引起,这一现象就难以解释。台风地脉动产生的地震波的主要成分是瑞利波,瑞利波的传播速度约为 $3\text{ km/s}$ 。即使两地震台之间相隔数千千米,瑞利波到达的时间延迟也不过是十几分钟,怎么会有几十个小时延迟呢?这种“时间偏移”现象是否意味着另一种扰动信号的存在呢?大量观测表明:对于单纯由台风引起的异常地脉动,我国内地地震台与沿海地震台记录到的扰动波形较为相似,二者的扰动峰值无明显的时间偏移(见

图 2)。所以,汶川大地震“震前扰动”的“时间偏移”现象值得进行深入研究。

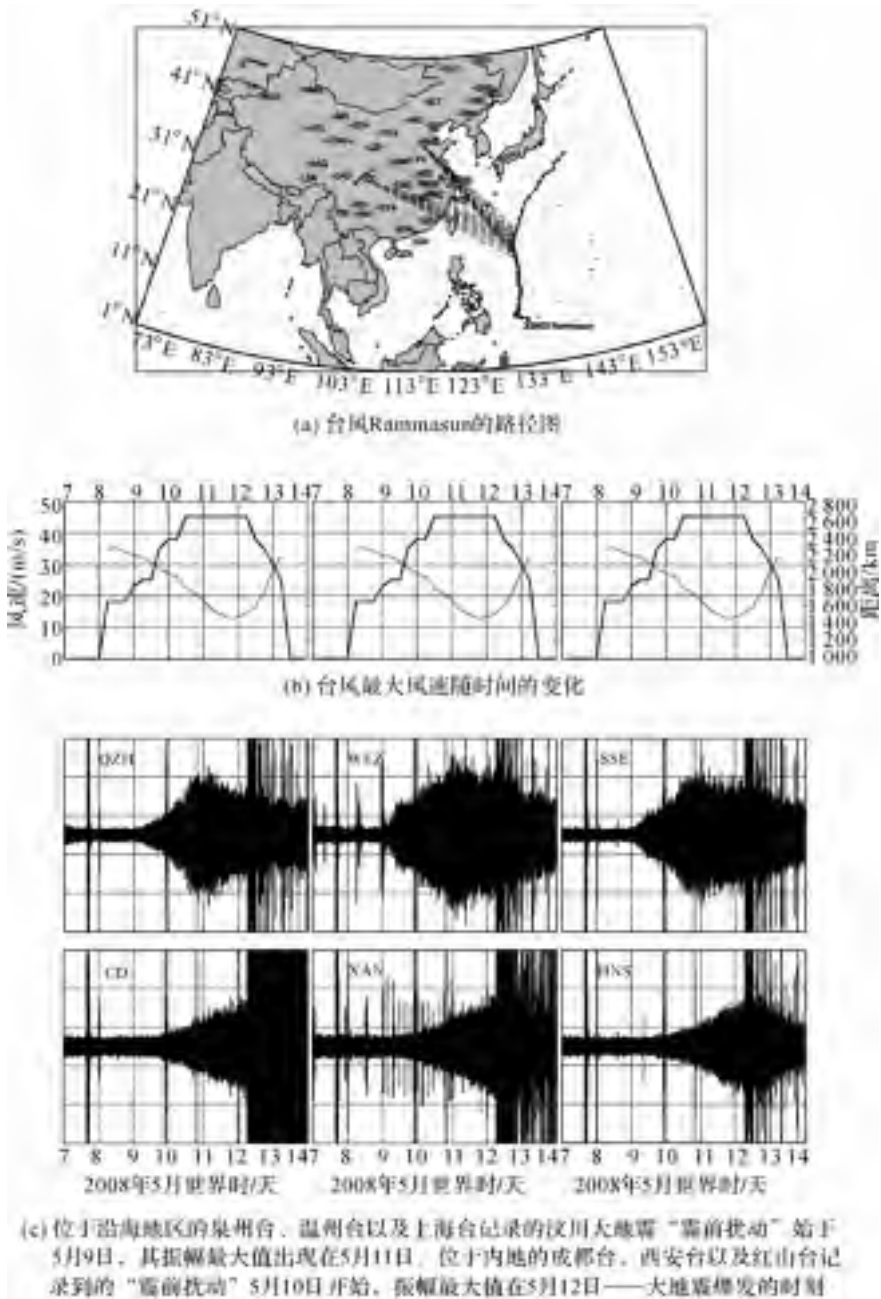


图 1 台风 Rammasun 的异常扰动

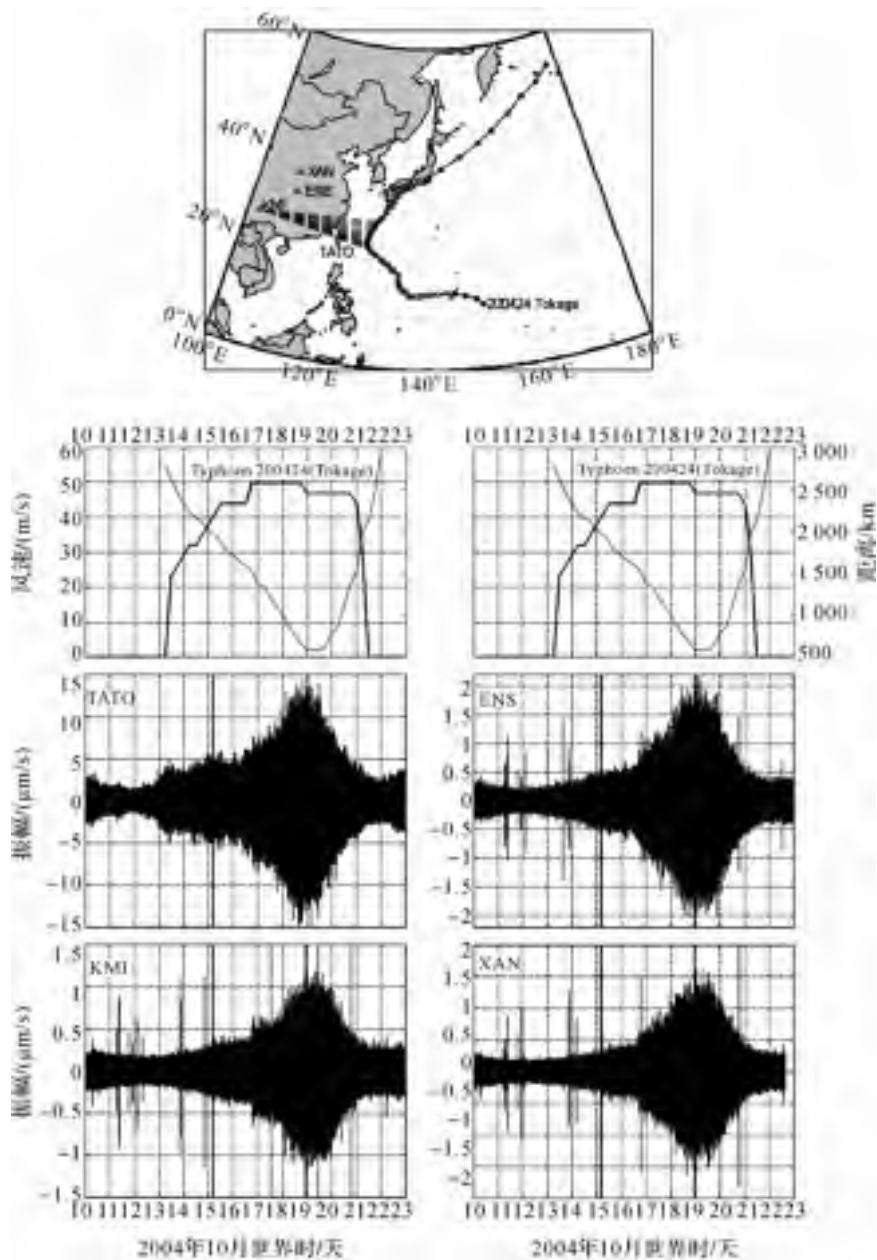


图2 2004年第24号台风Tokage激发了强烈的异常扰动

(3)汶川大地震期间的异常扰动持续时间较长,扰动现象一直与大地震的余震相伴延续多日。即使在5月13日后,台风过程已经完全结束,内地地震台记录到的地脉动信号仍然保持较大的振幅(参见文献[17]中的图11)。扰动从5月9日

至5月21日,一直持续了12天。

我们在研究中还发现,在没有台风出现时,地震仪也有记录到大振幅异常扰动的情况(参见文献[17]中的图12)。我们认为,虽然汶川大地震“震前扰动”与台风Rammasun在时间上巧合,但中国内陆地震台记录到的汶川大地震的“震前扰动”完全源于台风地脉动效应的可能性较小,极有可能还存在其他扰动源。汶川大地震的非台风“震前扰动”是否地震前兆、其产生的原因和机理值得进行深入的探讨和研究。

类似情况,在2001年11月14日昆仑大地震发生前,我国南海上空刚好也暴发了一个17级的强台风LingLing(玲玲)。新疆台记录到的昆仑山大地震“震前扰动”与台风LingLing在时间上巧合,但其异常扰动信号不仅比沿海和内地记录到的扰动信号强(参见文献[17]中的图7),而且其信号频率明显低于沿海和内地记录到的扰动信号频率(参见文献[17]中的图8),这一“频率偏移”现象无法用台风地脉动的影响进行解释。可以确定,新疆地区记录到的昆仑大地震“震前扰动”不是直接源于台风LingLing激发的异常地脉动。这些扰动产生的原因和机理确实值得地震工作者开展进一步的深入研究。这一实例再次提醒我们:即使“震前扰动”与台风事件在时间上刚好巧合,也不能简单地认为“震前扰动”与地震前兆毫无关系。

正如台风Rammasun和LingLing激发的扰动分别发生在汶川大地震和昆仑山大地震前,一些强台风激发的地脉动也刚好发生在大地震前,但靠近震中的扰动信号的特征和靠近沿海的扰动信号的特征有时会有明显的区别。大地震会导致远离震中的一些区域地震活动显著增加,其原因普遍认为是大地震面波传播时导致的动应力触发作用。地震的动态触发是全球普遍现象<sup>[18]</sup>,许多发生在俯冲构造带附近的扰动活动与远震动态触发有关<sup>[19]</sup>,圣安迪斯断裂带附近也经常可观测到由远震触发的扰动现象<sup>[20]</sup>。与地震相比,强台风引发的地脉动信号虽然相对较弱,但持续时间很长,且波动的主要成分是面波(瑞利波)。台风地脉动是否具有触发强地震的可能性?这个问题值得研究。文献[3]推算出昆仑山大地震的“震前扰动”相当于3.5级左右的地震活动,这么大能量的“震前扰动”会触发强震吗?昆仑山大地震和汶川大地震这两次国内近年来发生的8级大震都在观测资料上与强台风有直接联系,这种“巧合”很容易使人产生“强台风触发大地震”的联想。

对“震前扰动”现象的研究过程是复杂和曲折的,科学的认识也许需要多次反复才能达成共识,地震预报研究是世界科学难题,需要长期艰苦曲折的探索,不可能靠几篇文章得到解决。在同行专家的积极推动之下,“震前扰动”研究正在从模糊逐渐走向清晰,特别是昆仑山大地震“震前扰动”的“频率偏移”现象和汶川大地震“震前扰动”的“时间偏移”现象的发现,为进一步的探索“震前扰动”提供了新的启示。

我们认为,不论是汶川大地震的“震前扰动”现象、还是昆仑山大地震的“震前

扰动”现象,都应该进行深入细致的研究,捕捉其与地震前兆有关的蛛丝马迹,而不能仅凭表面现象就进行简单否定,这只能助长“地震不能预报”和“地震预报研究没有意义”的悲观情绪。有关学者开始关注本文涉及的研究内容<sup>[21]</sup>。2009年3月19日,太平洋岛国汤加海域爆发了 Mw7.6 级(里氏 7.9 级)大地震,宽带地震仪资料中再次出现了显著的、信号周期为 4~8 秒的“震前扰动”现象<sup>[22]</sup>。

### 参考文献

- [1] 郝晓光. LCR-ET 重力仪在南极中山站记录到不明地质事件[J]. 极地研究, 1997, 9(3): 214-215.
- [2] 郝晓光, 许厚泽, 郝兴华, 等. 重力高频扰动与地震[J]. 地壳形变与地震, 2001, 21(3): 9-13.
- [3] 杨又陵, 赵根模, 高国英, 等. 2001 年 11 月 14 日昆仑山口西 M8.1 地震前的缓慢地震事件[J]. 国际地震动态, 2003(9): 1-4.
- [4] 郝晓光, 胡小刚, 许厚泽, 等. 汶川大地震前的重力扰动[J]. 大地测量与地球动力学, 2008, 28(3): 129-131.
- [5] 郝晓光, 胡小刚. 宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J]. 地球物理学进展, 2008, 23(4): 1332-1335.
- [6] 胡小刚, 郝晓光. 汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J]. 地球物理学报, 2008, 51(6): 1726-1734.
- [7] 张雁滨, 蒋骏, 廖盈春, 等. 宽频带地震计及倾斜、重力仪对长周期波动信号的综合观测[J]. 地震学报, 2008, 30(6): 626-633.
- [8] 傅容珊, 万柯松, 崇加军, 等. 地震前兆还是其他因素? ——与“汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探”作者商榷[J]. 地球物理学报, 2009, 52(2): 584-589.
- [9] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243: 1-35.
- [10] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963(1): 177-209.
- [11] Haubrich, R A, McCamy K Microseisms; Costal and pelagic sources[J]. Rev. Geophys., 1969, 7(3): 539- 571.
- [12] Bromirski P D, Duennebie F K. The near-coastal microseism spectrum; Spatial and temporal wave climate relationships[J]. Geophys. Res., 2002, 107(B8), 2166, doi: 10.1029/2001JB000265.
- [13] Bromirski P D, Duennebie F K, Stephen R A. Mid-ocean microseisms, Geochem[J]. Geophys. Geosyst., 2005, 6, Q04009, doi:10.1029/2004GC000768.
- [14] Gerstoft P, Tanimoto T. A year of microseisms in southern California[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L20304, doi:10.1029/2007GL031091.
- [15] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571-582.

- [16] Aster R C, McNamara D E, Bromirski P D. Multidecadal climate-induced variability in microseisms[J]. *Seismological Research Letters*, 2008,79(2): 194-202.
- [17] 胡小刚,郝晓光.强台风对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析[J].*地球物理学报*,2009,52(5):1363-1375.
- [18] Velasco A A, Hernandez A, Parsons S T, et al. Global ubiquity of dynamic earthquake triggering[J]. *Nature Geoscience*, 2008, 1: 375-379.
- [19] Rubenstein J L, et al. Non-volcanic tremor driven by large transient shear stresses[J]. *Nature*,2007,448, 579-582.
- [20] Gomberg J, Rubinstein J L, et al. Widespread triggering of nonvolcanic tremor in California[J]. *Science*, 2008, 319: 173.
- [21] 杨立明:汶川地震临震地脉动记录特殊频率波动现象及其重现性初步研究[J].*国际地震动态*,2009(1):14-19.
- [22] 胡小刚,郝晓光.2009年3月19日  $M_w$ 7.6级汤加大地震的“震前扰动”现象[J].*地球物理学进展*,2009,24(3).

原载《地球物理学进展》2011年第6期

# 强震短临预报研究战略思想探讨

郝晓光，胡小刚

“通过世界各国地震学家长期不懈的努力，地震预测、特别是中长期地震预测取得了一些有意义的进展。但是地震预测是极具挑战性尚待解决的世界性科学难题，目前尚处于初期的科学探索阶段，总体水平仍然不高，特别是短期与临震预测的水平与社会需求相距甚远”<sup>[1]</sup>。陈运泰院士这段话再清楚不过了：地震中长期预报已取得一定进展，但强震（特大地震）短临预报还没有起色。

笔者认为，强震短临预报之所以没有起色是因为工作方法不得当，而工作方法不得当是因为缺乏一种精辟的战略思想来进行指导，所以必须建立强震短临预报研究工作的战略思想。建立战略思想不是写综述文章，综述文章是要“摆事实讲道理”，而战略思想则是要“拿主意”。战略思想不追求全面严谨，但追求简明深刻；战略思想不是工作方法，而是站在工作方法难以企及的高度，为其勾画蓝图、指明方向。

## 一、建立“地震越强越可能存在短临前兆”的思想

地震能不能预报？“地震不能预报”<sup>[2]</sup>或“地震能预报”<sup>[3]</sup>，这种争论把地震预报的研究工作搞得不知所措。<sup>[4-10]</sup>

实际上，“地震能不能预报”并不重要，但“特大地震能不能预报”却很重要。所以必须建立这样的战略思想：不是“地震能不能预报”而是“强震能不能预报”，不是“强震能不能预报”而是“强震必须预报”！

有了这种战略思想，就不难面对地震预报反对派代表人物 Robert J. Geller 的诘难：“地球是处在一种自组织临界状态上的，其中任何小地震都有可能级联式地发展成一个大地震，这一想法得到除特大地震之外的所有地震的尺度不变性的观测事实的支持”<sup>[10]</sup>。让我们对 Geller 的这段话进行逐句分析：

“地球是处在一种自组织临界状态”——笔者认为没有哪个严肃的科学工作者会认真对待这种莫名其妙的言论；

“任何小地震都有可能级联式地发展成一个大地震”——笔者认为这种观点不值一驳；

“这一想法得到除特大地震之外的所有地震的尺度不变性的观测事实的支持”——笔者认为这句话很有意义。

“除特大地震之外”？反对地震预报的代表人物 Geller 无意中提出了一个强震短临预报研究的重要思想：特大地震是不符合所谓“自组织临界状态”的。这就

等于是在说:中小地震符合“自组织临界状态”,是无法预报的;而特大地震除外,是可以预报的。

反对地震预报的代表人物不慎提出了强震短临预报研究的战略思想,这种具有讽刺意味的现象正好出现在当前强震频发的时期,为地震预报的科学研究注入了活力。进一步的思考是,既然特大地震不符合“自组织临界状态”,那就是说强震不是随机的、是有规律可循的。于是不难得到这样的推论:地震越强、随机性就越小、规律性就越强、预报的可能性也就越大。

梅世蓉教授在最近发表的文章中指出:“数量较多的中强地震可由各省分析预报部门负责,特大地震则由专攻地震预测预报的研究单位负责”<sup>[11]</sup>。这就是说对待中小地震和强震不能一视同仁,前者可以下放给地方机构去对待,而后者则必须提升到国家层面来对待。

## 二、强震短临预报应抛弃“即使对物理机制了解得不很透彻也可能对地震作出某种程度预报”的想法

海城地震的预报成功一度使地震学家们产生了“即使对物理机制了解得不很透彻也可能对地震作出某种程度预报”的乐观想法<sup>[1]</sup>,于是,大量的统计方法被应用到地震预报的研究工作中<sup>[5]</sup>。

实际上,统计方法对中小地震和中长期预报研究是有一定意义的,但是对强震短临预报研究来说,统计方法无能为力。道理很简单,因为按照 Geller 的观点,中小地震符合“自组织临界状态”,是随机事件,而统计方法针对随机事件是行之有效的;然而,还是按照 Geller 的观点,特大地震不符合“自组织临界状态”,不是随机事件,所以不适用统计方法。

传统观念要求地震预报研究解决震级、地点和时间这三个基本要素(俗称地震预报“三要素”)。然而对于强震短临预报研究来说,只需解决地点和时间两个基本要素,因为既然是强震,应该定为 8 级左右,故可认为震级是已知的。抛开统计方法,必须对强震短临预报的“两要素”——“地点问题”和“时间问题”,从机制上进行深入研究。

## 三、对已发强震地区进行深部探测建立强震断裂模式确定未来强震预发地点

先来考虑强震短临预报研究“两要素”中的“地点问题”。

就像特大滑坡不可能出现在平原地区一样,特大地震也不可能出现在所有地区。强震的生成和发生地点,总是有其特定的地质和地球物理条件。要想了解强震生成和发生地点的机制,最直接的方法是对已发强震(例如 2001 年 8.1 级昆仑山地震和 2008 年 8.0 级汶川地震)的震源地区进行深部探测,研究建立特大地震



的断裂模式。然后,利用中长期地震预报的研究成果在全国进行有选择的探测,查找类似“特大地震断裂模式”存在的地区,从而确定未来强震的预发地点。正如梅世蓉教授所指出的那样:为了寻找未来的特大地震震源区,有选择地在有关断裂开展深部构造探测是必要的<sup>[11]</sup>。

当然,研究强震生成和发生机制,不能仅仅停留在探测和建模上,还应该研究更基础的理论问题:地震成因与板块运动的关系问题。例如,如果说汶川地震的原因是青藏高原的“物质东流”<sup>[12]</sup>,那“物质东流”的原因又是什么呢?笔者近十年来对地表物质迁移的成因进行了系统和深入的研究<sup>[13-20]</sup>,希望能对进一步认识地震成因与板块运动的关系问题有所贡献。

#### 四、深入研究台风触发地震和强震震前微破裂探索强震短临预报的“时间问题”

再来探讨强震短临预报研究“两要素”中的“时间问题”。

正当科学界对强震短临预报研究一筹莫展的时候,大自然送来了一份珍贵的礼物——某些强震在发生前数十小时出现的“震前扰动”现象,其中就包括我国近期发生的两次特大地震,2001年11月14日的8.1级昆仑山大地震和2008年5月12日的8.0级汶川大地震。

梅世蓉教授在最近发表的文章中高度重视“震前扰动”(又称为“地震前驱波”),特别指出了该现象在强震短临预报研究中的重要意义<sup>[21]</sup>,笔者也在近期对“震前扰动”现象进行了一系列深入的研究<sup>[22-33]</sup>。那么,“震前扰动”是怎么回事?其发生机理又是什么呢?

1930年以后,Banerji、Ramirez 和 Deacon 等人的论文指出,台风产生的海浪可以引起地脉动,但这种台风海浪引起的地脉动在波浪到达海岸数小时之前就被岸上的地震仪记录到了<sup>[34-36]</sup>。1950年,英国海洋学家 Languet-Higgins 在总结前人研究的基础上提出了著名的海浪波动非线性干涉理论<sup>[37]</sup>,用海浪驻波解释海洋引起的地脉动现象,Hasselmann 和 Tanimoto 等则进一步扩充和发展了这一理论<sup>[38-40]</sup>。根据 Higgins 的理论,台风海浪可产生两种地脉动效应:一种是海浪拍岸直接产生的脉动,称为“第一类脉动”(原生脉动),其频率与海浪周期相同,频率范围大约为 0.05~0.1 Hz(周期范围 10~20 s);“第一类脉动”的能量不大,在陆地上传播数十公里后就逐渐消失了。另一种是海浪相互干涉,形成海水驻波在海底产生压力而引起的脉动,称为“第二类脉动”(次生脉动),其频率为海浪频率的两倍,频率范围大约为 0.1~0.5 Hz(周期范围 2~10 s)。“第二类脉动”的能量比“第一类脉动”的能量大约 100 倍<sup>[41]</sup>,在陆地上可传播数千公里。因此,地脉动信号主要以“第二类脉动”的形式出现在 0.1~0.5 Hz 的频率范围。“第二类脉动”以瑞利波的形式向海岸传播,瑞利波的速度比海浪的速度要快得多;所以台风海浪引起的地

脉动(第二类脉动)在波浪到达海岸数小时之前就能够被岸上的地震仪记录到。

国内有专家在不了解上述理论的情况下对汶川大地震“震前扰动”现象的研究提出了质疑<sup>[42]</sup>,这种质疑正好说明了我国强震短临预报研究所面临的困境。然而,随着我们研究的深入,终于出现了有价值的线索,具体说有以下几点:

(1)从 8.1 级昆仑山地震(2001. 11. 14)、8.0 级汶川地震(2008. 5. 12)、7.9 级汤加地震(2009. 3. 19)、到 7.3 级海地地震(2010. 1. 12)、“震前扰动”现象都明显地出现在强震爆发前的数十个小时,这难道都是偶然巧合吗?

(2)采用全国 200 多个国家台和地方台站宽带地震仪的观测资料,我们对汶川大地震“震前扰动”信号的时频特征进行了细致分析,结果发现:汶川大地震“震前扰动”由两种信号构成,且两种扰动信号有着不同的动态特征。其中优势频率为 0.2~0.25 Hz 扰动信号的能量变化与台风的路径和强度的变化相关,该信号始于 5 月 9 日,并随台风的增强而逐渐增强,其能量最大值出现在 5 月 11 日(台风距离我国大陆最近的时候),随台风离去和风力的减弱开始逐渐减弱;这一信号在沿海地区较强,在内陆地区较弱,是一种扰动源在台风附近海底的扰动信号。第二种扰动信号的优势频率为 0.12~0.17 Hz,其动态特征不同于第一种信号。第二种信号始于 5 月 10 日并在地震发生前约 10 小时急剧增加,其最大值出现在地震爆发时刻。这种信号在靠近震中的地区相对较强,特别是在靠近震中的四川、重庆、甘肃、陕西和湖北地区,其信号能量明显大于第一种信号的能量,大约是其 2~3 倍。但在沿海地区,这种扰动信号相对显得较弱。这些现象表明:这种扰动信号与台风无关,其扰动源不在海洋区域,而可能存在于靠近震中的内陆区域。为区别起见,不妨把汶川大地震“震前扰动”中的第一种信号称为“台风扰动”,而第二种信号则称为“非台风扰动”<sup>[30]</sup>。

(3)最近出版的《自然》(Nature)杂志上刊登了题为“台风触发慢地震”的论文<sup>[43]</sup>,这说明存在着台风触发地震的可能性。汶川大地震“震前扰动”的“非台风扰动”现象使我们开始考虑台风触发地震的机理问题:除了 Higgins 理论中的“第一类脉动”(原生脉动)和“第二类脉动”(次生脉动)外,是否还可能存在着“第三类脉动”(再生脉动)呢?驻波是行波在一定的边界条件下形成的,只要边界条件合适,瑞利波的“行波”也可以产生“驻波”。于是我们推测:当“第二类脉动”以瑞利波“行波”的形式在陆地上传播时,受构造和断层的阻挡等因素的影响,形成了适合“驻波”的边界条件而产生了瑞利波的“驻波”,这种“驻波”对“基底”形成的压力变化则产生了“第三类脉动”;如果这种“基底”正好处在预发地震的区域之下,那么“第三类脉动”触发地震的可能性就会变为现实<sup>[28]</sup>。

除了台风触发地震的可能性之外,“非台风扰动”现象也可能跟强震发生前可能出现的“微破裂”有关,这两种思路考虑的都是强震短临预报研究“两要素”中的“时间问题”。“一个 7 级大地震释放的应变能的数量级达  $10^{15}$  J,很难置信在如此

巨大的应变能释放之前不出现任何讯号”<sup>[1]</sup>。实际上,折断一根树枝和折断一棵大树是有本质区别的,树枝在折断前可能没有任何“前兆”;而大树的折断则应该有从“开始折断”到“部分折断”再到“完全折断”的步骤和过程,而“开始折断”和“部分折断”就是“完全折断”的“前兆”。所以,强震出现“震前微破裂”的可能性应该比中小地震要大得多。有关“震前微破裂”的研究可在实验中进行<sup>[44]</sup>,但模拟强震生成和发生的岩石力学过程要比模拟中小地震困难得多,这就形成了一对矛盾,关于“震前微破裂”的可能性与实验难度的矛盾。那么,是把这对矛盾看成是阻碍强震短临预报研究的铁门、还是把这对矛盾看成是打开强震短临预报研究之门的钥匙呢?

强震短临预报研究的“地点问题”和“时间问题”就这样摆在了我们面前,我们应该停止怀疑和争吵、停止“地震能不能预报”这种无谓的纠缠和讨论,按照一种精辟的战略思想进行毫不犹豫的工作,直到解决这个世界科学难题为止、直到战胜地震这个可恨的恶魔为止。

### 参考文献

- [1] 陈运泰.地震预测——进展、困难与前景[J].地震地磁观测与研究,2007,28(2):1-24.
- [2] Geller R J, Jackson D D, Kagan Y Y, et al. Earthquakes cannot be predicted [J]. Science, 1997, 275: 1616-1617.
- [3] Cyranoski D. A seismic shift in thinking[J]. Nature, 2004,431: 1032-1034.
- [4] 吴忠良,蒋长胜,彭汉书,等.与地震预测预报有关的几个物理问题[J].物理,2009,38(4):233-237.
- [5] 吴忠良,朱传镇,蒋长胜,等.统计地震学的基本问题[J].中国地震,2008,24(3):197-206.
- [6] 吴忠良,蒋长胜.统计预测、经验预测、物理预测——近期国际地震预测预报研究的启示[J].中国地震,2007,23(03):211-224.
- [7] 吴忠良,蒋长胜.近期国际地震预测预报研究进展的几个侧面[J].中国地震,2005,21(1):103-112.
- [8] 吴忠良,蒋长胜.地震前兆检验的地球动力学问题——对地震预测问题争论的评述(之三)[J].中国地震,2006,22(3):236-241.
- [9] 吴忠良,蒋长胜.地震前兆统计检验的地震学问题——对目前地震预测问题争论的评述(之二)[J].中国地震,1999,15(1):14-22.
- [10] 吴忠良,蒋长胜.自组织临界性与地震预测——对目前地震预测问题争论的评述(之一)[J].中国地震,1998,14(4):1-10.
- [11] 梅世蓉,薛艳,宋治平.汶川8.0级与昆仑山口西8.1级地震前地震活动异常特征与启示[J].地震,2009,29(1):1-14.
- [12] 张培震,徐锡伟,闻学泽,等.2008年汶川8.0级地震发震断裂的滑动速率、复发周期和构造成因[J].地球物理学报,2008,51(4):1066-1073.
- [13] 郝晓光,许厚泽,刘大杰.地球的密度扁率与纬向正常密度假说[J].中国科学D辑,2000,30(4):436-441.

- [14] 郝晓光,刘根友.地球纬向正常密度函数系数的修正[J].大地测量与地球动力学,2002,22(2):53-56.
- [15] 郝晓光,刘根友.地幔纬向正常密度函数[J].测绘学报,2004,33(2):105-109.
- [16] 郝晓光,刘根友.板块运动地球重力学机制研究[J].地学前缘,2004,11(1):84.
- [17] 郝晓光,方剑,刘根友.纬向正常密度假说与内波假说的比较[J].地球物理学进展,2005,20(4):991-996.
- [18] 郝晓光,方剑,柳林涛,等.再论纬向正常密度假说与内波假说的比较[J].地球物理学进展,2007,22(1):312-316.
- [19] 郝晓光,胡小刚,刘根友,等.地球的正常密度[J].测绘学报,2009,38(5):377-382.
- [20] 郝晓光,方剑,刘根友,等.地球正常密度假说——重力学的参数椭球与纬向密度理论[M].北京:测绘出版社,2009.
- [21] 梅世蓉.新形势下地震预报战略问题的探讨[M]//中国地震预报探索.北京:地震出版社,2008:39-54.
- [22] 郝晓光,许厚泽,郝兴华,等.重力高频扰动与地震[J].地壳形变与地震,2001,21(3):9-13.
- [23] 郝晓光,胡小刚,许厚泽,等.汶川大地震前的重力扰动[J].大地测量与地球动力学,2008,28(3):129-131.
- [24] 郝晓光,胡小刚.宽带地震仪资料证实汶川大地震“震前重力扰动”[J].地球物理学进展,2008,23(4):1332-1335.
- [25] 胡小刚,郝晓光.汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探[J].地球物理学报,2008,51(6):1726-1734.
- [26] 胡小刚,郝晓光.台风 Rammasun 和台风 LingLing 对汶川大地震和昆仑山大地震“震前扰动”影响的分析[J].地球物理学报,2009,52(5):1363-1375.
- [27] 胡小刚,郝晓光.2009年3月19日 Mw7.6级汤加大地震的“震前扰动”现象[J].地球物理学进展,2009,24(3):866-870.
- [28] 郝晓光,胡小刚.汶川大地震“震前扰动”存在“第三类脉动”吗? [J].地球物理学进展,2009,24(4):1213-1215.
- [29] 胡小刚,薛秀秀,郝晓光. IRIS 台网地震仪资料出现 2010/01/12 海地大地震“震前扰动现象”[J].地球物理学进展,2010,25(1):134-136.
- [30] 胡小刚,郝晓光,薛秀秀.汶川大地震前“非台风扰动”现象的研究,地球物理学报,2010,5(12):2875-2886.
- [31] 吴琼,胡小刚,郝晓光,等.莲花等三台风的地磁效应与“第三类脉动”有关吗?地球物理学进展,2011,26(4):1186-1196.
- [32] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. The analysis of microseism prior to the Wenchuan Earthquake of 12 May 2008, Sichuan, China [R]. San Francisco: 2009 AGU Fall Meeting,2009.
- [33] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. Anomalous microseism before the 2010 Haiti earthquake. Iguazu Falls:2010 AGU Meeting of the Americas, 2010.

- [34] Banerji S K. Phil. Trans. A, 1930, 229, 287.
- [35] Ramirez J E. Bull. Seism. Soc. Amer. 1940, 30, 35-84.
- [36] Deacon G E R. Ann. N. Y. Acad. 1949, 51, 3, 475.
- [37] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243: 1-35.
- [38] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. Rev. Geophys., 1963 (1):177-209.
- [39] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. Geophys. J. Int., 2007, 168: 571-582.
- [40] Tanimoto T. Excitation of microseisms[J]. Geophys. Res. Lett., 2007, 34, L05308.
- [41] Haubrich R A, Munk W H, Snodgrass F E. Comparative Spectra of Microseisms and Swell[J]. Bulletin of the Seismological Society of America. 53, 1963(1): 27-37.
- [42] 傅容珊,万柯松,崇加军,等.地震前兆还是其他因素?——与“汶川大地震宽带地震仪短临异常及成因初探”作者商榷[J].地球物理学报,2009,52(2):584-589.
- [43] ChiChing Liu, Alan T. Linde & I. Selwyn Sacks. Slow earthquakes triggered by typhoons[J]. Nature. 2009,459: 833-836.
- [44] 许昭永,杨润海,王彬,等.突发应变扰动:一种新的破裂前兆的实验研究[J].地震学报,1998,20(6):628-634.

原载《地球物理学进展》2011年第4期

# A Review of Research on Anomalous Tremors before Ms8.0 Wenchuan Earthquake

Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang, Tian Lianghui

## **1 The first paper about “anomalous tremors before earthquake” was published in Journal of Geodesy and Geodynamic**

On 12th May 2008, the great Wenchuan earthquake which astonished the world, was broken; Strong tremors and shake were felt at Institute of Geodesy and Geophysics, Wuhan. As we always pay close attention to phenomenon of anomalous tremors before earthquake<sup>[1]</sup>, some researchers of IGG got to National Geodetic Observatory to check out what had been recorded by LacostET-20 gravimeter and calculated observational data at first time. On 6th June 2008, a paper entitled Gravity disturbance before the Wenchuan Ms8.0 earthquake<sup>[2]</sup> was published in issue of Journal of Geodesy and Geodynamics, which firstly suggested that “Anomalous Microseism” with a 4~8 seconds signal period had already occurred 48 hours ahead earthquake (Fig. 1). The paper, Disturbance before the Wenchuan earthquake by broadband seismometer<sup>[3]</sup>, which was published in issue of Progress in Geophysicas, pointed out that broadband seismometers of Beijing station, Enshi station, Mudan river station recorded the same sigal as gravimeter in Wuhan. Later, Chinese J. Geophys published the short-term anomalies detected by broadband seismographs before the May 12 Wenchuan earthquake, Sichuan, China<sup>[4]</sup> in August 2008, released nearly 40 broadband seismometer of china national seism stations and networks observed the anomalous shakes and tremors. Then Progress in Geophysicas continued to publish two thesis<sup>[5-6]</sup>, Observation of fore-seismic disturbance of the Mw7.6 Tonga earthquake (2009/03/19) and Observation of microseism in IRIS records before the 2010/01/12 Haiti earthquake. The authors of these papers even attended internal geophysicas academic conference twice<sup>[7-8]</sup>. With the anomalous shake and tremors have evoked high concerns by the other seismologists, great pressure puts on authors.

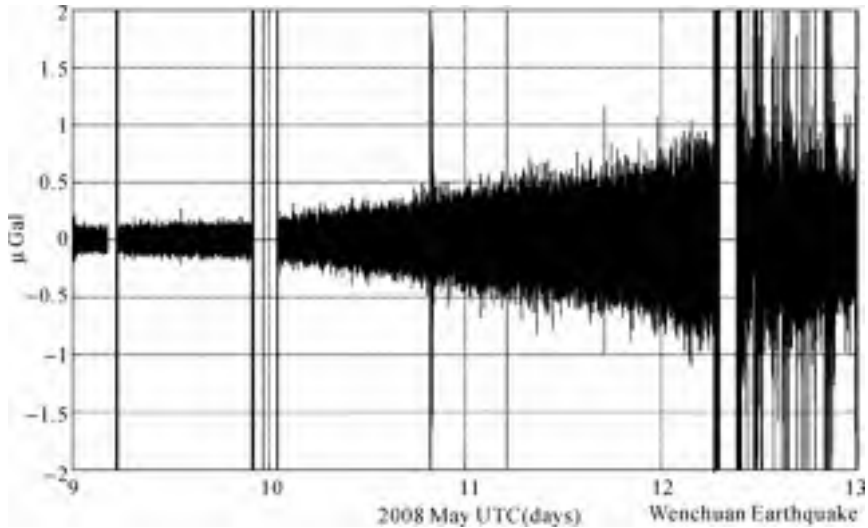


Fig. 1 Disturbance before Wenchuan earthquake by LacosteET gravimeter at Wuhan

## 2 The issue of time-delay and frequency-deviation about anomalous tremors before earthquakes

Earthquake prediction is a globe problem and it needs a lot of long time work and takes researcher's mind and strength to explore. However, with the help of experts in this fields, it has acquired some advances and substantial progress: raised the issue of time-deviation and frequency-deviation about anomalous tremors before earthquake<sup>[9-10]</sup>.

Before Wenchuan earthquake, strong typhoon, Rammasun, had appeared over West-Pacific. As we all kown, typhoon can affect the change of signal what has been recorded by seismometer. But there are obvious differences in signal of disturbance before earthquake by comparing observations of inner-land seism station with coastal station's.

Anomalous tremors whose maximum of amplitude appears at May 11 (the strongest time of Rannasun and the distance is nearest) was observed by seism station located at coastal areas. It appeared one day before this great earthquake, but the maximum signal amplitude which was observed at inner-land areas occurred at May 12 (time of earthquake outbreak), There are nearly 30 hours delay (Fig. 2). So it does not make any sense to explain that pre-seism tremors was caused by typhoon. In addition, the main component of shake-wave which was derived form typhoon is Rely wave, the speed of it can reach to as high as 3

kilometers, Not such eventuality that more than ten hours delay is possible, even though the distance between two station is few thousands kilometers. Actually the time of delay will be no more than half a hour.

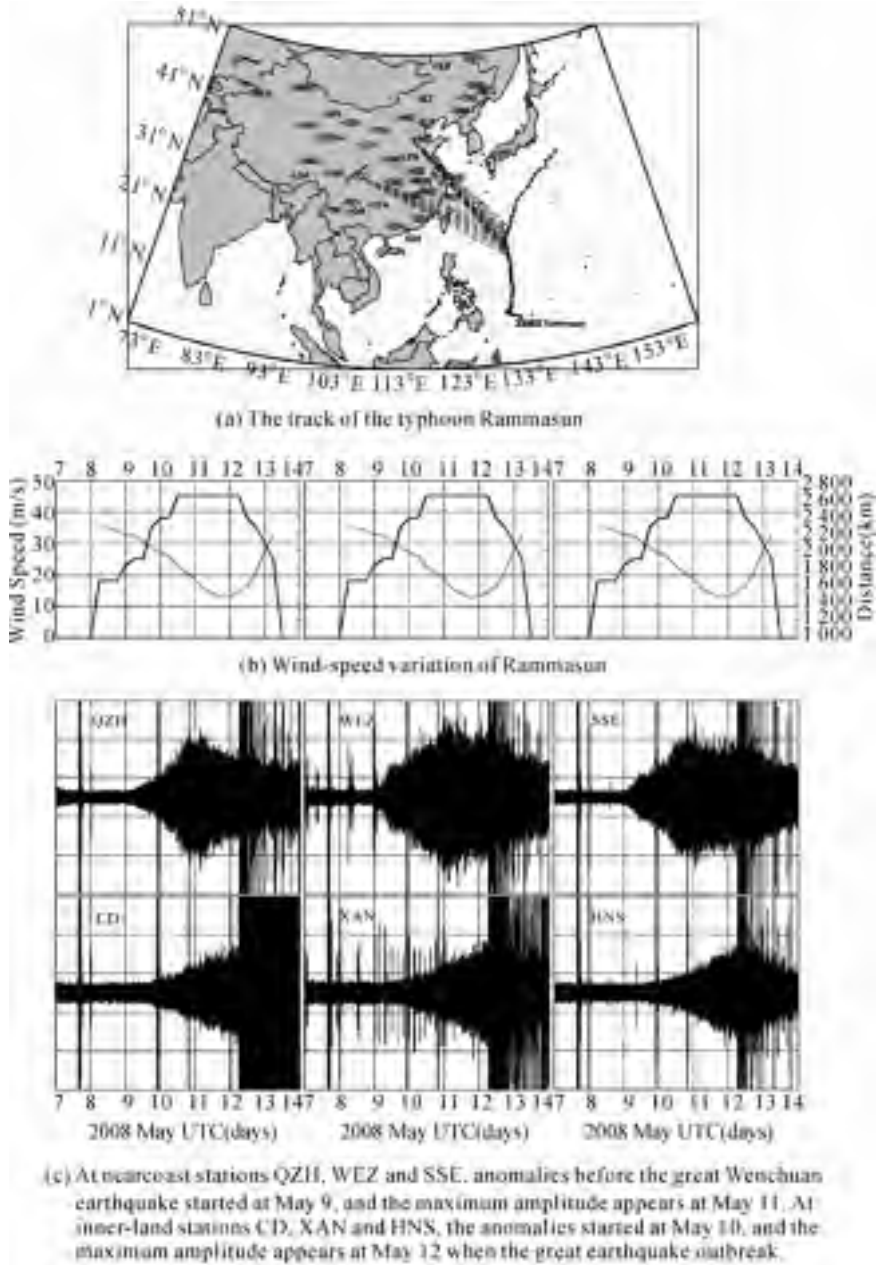


Fig. 2 Microseisms before earthquakes of the typhoon Rammasun



The similar thing could be found at Ms8.1 Kunlun earthquake. Before the earthquake, Lingling, a strong typhoon, occurred over South China Sea. Anomalous tremors before seism appeared on at the same time as typhoon Lingling. However, the anomalous signal is not only stronger than signal of coastal and inner-land station's, but frequency is also lower. It is hard to explain this phenomena of frequency-deviation with the theory of typhoon-induced microseism. All evidences definitely suggested that the causes of anomalous tremors are not come form typhoon.

### **3 Distinguish marine-originated microseism from mainland-originated microseism**

Mechanism of anomalous tremors is so complicated and obscure that could not be explained by several conclusions and papers. However, the finding of time-delay and frequency-deviation about anomalous tremors before seism could light a new road to further analyze it; whether there will be another microseism which caused by some unknowns (non-typhoon induced microseism) except for typhoon-induced.

In order to confirm this conclusion, we carefully analyze nearly 200 Chinese broadband seismometer station's observation, including national and regional. Time-frequency feature of those signals before seism demonstrate that anomalous tremors wave of great Wenchuan earthquake consists of two kinds of microseism signals, and the features of them are distinctly different<sup>[11]</sup>.

The 30-hour seismic records before the breakout of great Wenchuan earthquake are cut into three equal parts, and PSD(Power Spectral Density, PSD) analysis is applied to each 10-hour part. The analysis shows that at Quanzhou (QZH) station the energy of typhoon-induced microseism (in 0.2~0.25 Hz) has decreased since 30 hours before (on May 11) the earthquake, but at Chengdou (CD) the energy of microseism (in 0.12~0.17 Hz) has increased(Fig. 3).

It starts at May 11 and the energy change of microseism increases slowly, but it starts a dramatic increase 10 hours before the earthquake and is up to its maximum just before the earthquake. Its energy is much stronger than typhoon-induced microseism's and the energy does not change with travelling route and strength of typhoon. It must be another non-typhoon induced microseism.

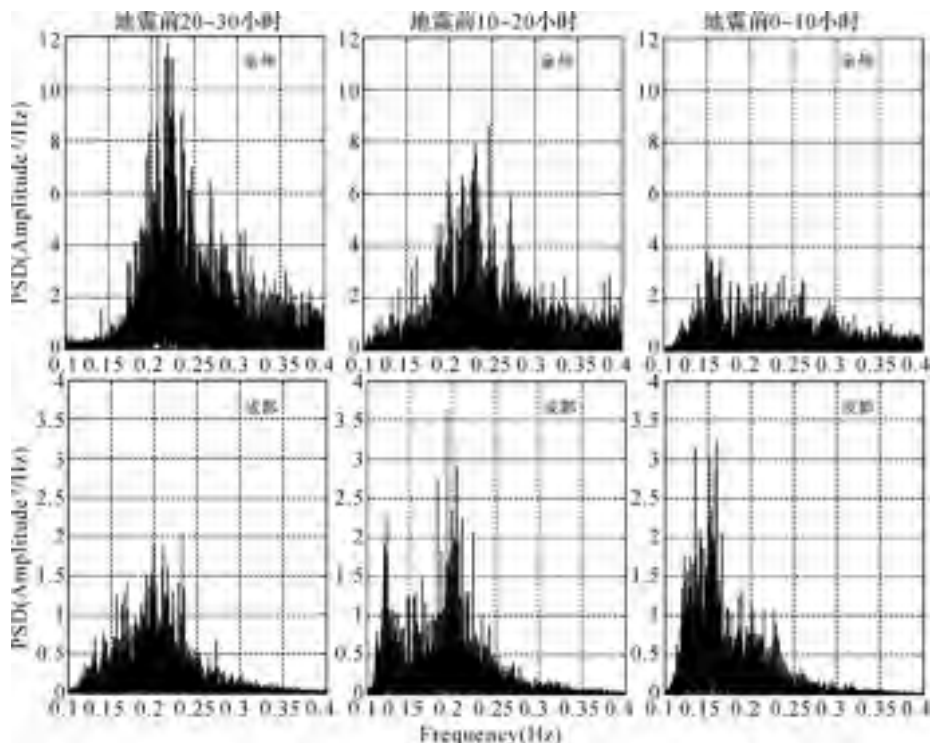


Fig. 3 The short-time PSD analysis of the seismic records from stations CD and QZH

The energy of typhoon induced microseism is very strong at QZH station, while non-typhoon induced microseism energy is pronounced at CD station (Fig. 4). Typhoon induced microseism could be named marine-originated microseism because it originates from ocean. But where is the origin of the non-typhoon microseism? Is it a mainland-originated microseism?

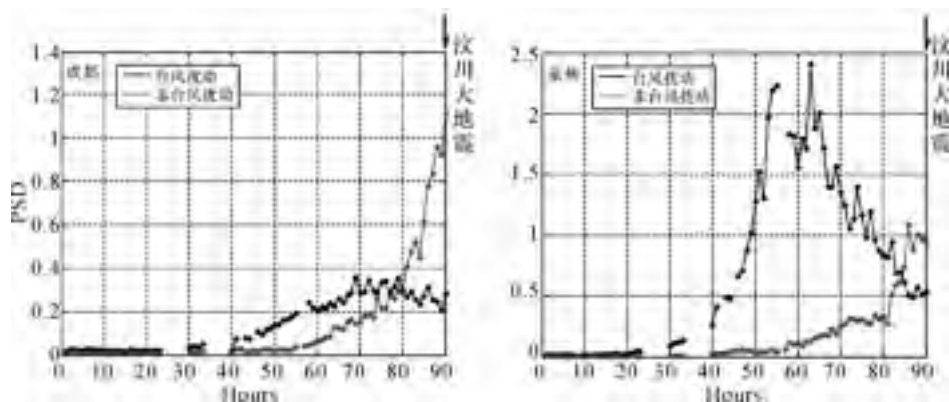


Fig. 4 The short-time PSD analysis of the 90-hour records at stations CD and QZH

#### 4 The mechanism of microseism before large earthquake

After 1953, Banerji, Ramirez and Deacon said that the wave of ocean induced by typhoon can also result in microseism. But it is remarkable that they have been monitored by seismometer at land several hours before reaching to coast<sup>[12-14]</sup>. Obviously, the microseism induced by ocean wave only happened when the wave has reached to the coast. But how this microseism appears several hours before the wave reaching to the land?

In 1950, Languet-Higgins, the distinguished oceanographer, released a famous theory: the nonlinear interference of ocean wave vibration<sup>[15]</sup>. Standing wave of ocean is applied to analyze ocean-induced microseism. This theory was further developed and completed by Hasselmann and Tanimoto<sup>[16-18]</sup>. Typhoon induced ocean wave produces two kinds of microseism: The first is named protogenous microseism with about 0.05~0.1 Hz frequency band which is directly produced by surf against the land. The first microseism has the same frequency as surf and energy is also weak. It could gradually disappear at land after a few kilometers spreading. Another one with 0.1~0.5 Hz frequency band, twice of ocean wave, which caused by pressure of standing wave named secondary microseism. There is an interferential field between it and ocean wave. The second microseism has one-hundred times stronger than the first one and travels more than ten thousand kilometers far away<sup>[19]</sup>. So the secondary microseism spreads at mainland as the form of Rely wave with the speed of 3 km/s, much faster than speed of ocean wave, at 0.1~0.5 Hz frequency band. So, it is not surprise to see that typhoon induced microseism could be monitored by seismometer at mainland several hours before actual wave reach to land.

However, for the time-delay and frequency-deviation of microseism before Wenchuan and Kunlun earthquake, we have to find the other answers. Except for secondary microseism, does there exist the third kind of microseism? If it is true, where does it come from? The secondary microseism spreads at mainland as the forms of Rely wave, belongs to travelling wave, according to theory of Higgins. So we speculate ambitiously a situation<sup>[20]</sup> that a kind of Rely standing wave, was formed on the condition of travelling thought faultage and inner-crust where is suitable for its birth. The change of pressure formed by standing wave against base of land creates third kind of microseism; we might call it rebirth microseism. If position of the base locates under the area where outbreak

earthquake, the third microseism can trigger a earthquake.

As a result, the secondary microseism could be given another name, marine-originated microseism, because of its birth at bottom of ocean. According to it, we might call the third one (non-typhoon induced) as mainland-originated microseism because its vibration surface is the base of land crust. Dense distribution of seismometer stations at inner-land (Fig. 5) can offer researcher so much observation and data that confirm its existence.



Fig. 5 Distribution of digital seismometer station network in Sichuan

## 5 Study on short-term and impending prediction of large earthquakes

“Earthquake prediction, especially those intermediate- and long-term one has made significant progress, however, it is a still-unresolved issue worldwide full of challenges. The overall level of science research at the first stage still stays low, and the development of short-term and impending earthquakes prediction is far behind the social needs.”<sup>[21]</sup> The words from Professor Chen Yuntai, Academician of Sciences, explains clearly that certain progress has been achieved in intermediate- and long-term earthquake prediction while short-term and impending earthquake prediction did very poorly. Can earthquake be predicted?<sup>[22-23]</sup> The argue

between the answers of “Yes” and “No” has been confusing researchers<sup>[24-30]</sup>, which leaves us no choice but to insist such an idea, that is it's not the earthquake but those large ones can be or can't be forecasted; it's not whether the large ones are predictable, but they have to be forecasted<sup>[31]</sup>.

With the insistent of this idea, we can easily face the pessimist scientist, Robert J. Geller, who supports the idea that earthquakes are unpredictable. He says, the Earth is in a state of self-organized criticality where any small earthquake has some probability of cascading into a large event. This view is supported by the observation that the distribution of earthquake size (see figure) is invariant with respect to scale for all but the largest earthquakes<sup>[30]</sup>. “but the largest earthquakes”? Here Geller unintentionally states an important idea about the research on short-term and impending large earthquakes: the self-organized critical systems don't apply to large earthquakes. It means smaller earthquakes which the self-organized critical systems apply to can't be predicted, while large ones can. Traditionally, an earthquake prediction must consist of three basic parameters: time, location, and magnitude. since the magnitude of a large earthquake stays above 8, so for short-term and impending large earthquakes we only need to work out the time and location<sup>[31]</sup>.

To study the origin and the location mechanism of large earthquakes, the most convenient way is to deeply investigate on the focal region of large earthquake events (eg. Kunlunshan Ms8.1 earthquake in 2001 and Sichuan Ms8.0 earthquake in 2008), to establish a model about great earthquake rupture. Then, In order to determine future of great earthquake location, we can use the results of long-term earthquake prediction researches to find potential area which “earthquake rupture model” exists in. Anomalous tremors will be a breakthrough to help human being to find out when and how the great earthquake outbreak. In addition, the finding of time-delay and frequency-deviation, mainland-originated and marine-originated also offer us a possibility to make further research and analysis<sup>[31]</sup>.

Except for time mechanism and location mechanism, more basic issue should be discussed on birth of great earthquake such as earthquake causes and the relationship between plate movement. For example, if Wenchuan earthquake is due to Tibetan plateau “mass towards east”<sup>[32]</sup>, what makes the mass move to east? Decades of depth and systemic research<sup>[33-40]</sup> on reason of surface transfer will devote to further understanding earthquake and plate movement.

## Conclusion

According to our research, we proposed a speculation that strong typhoon could trigger large earthquake<sup>[5]</sup>. Nature, one of most famous scientific journal, published a paper entitled Slow Earthquake Triggered by Typhoons<sup>[41]</sup>. Both of them are published almost simultaneously, all in June 2009. More importantly, in February, Science, published a paper about “foreshock” of Izmit Mw7.6 earthquake in Turkey<sup>[42]</sup>. Researchers found observations showed that the earthquake was preceded for 44 minutes by a phase of slow slip occurring at the base of the brittle crust. The slip accelerated slowly initially, and then rapidly accelerated in the 2 minutes preceding the earthquake. Conclusion of this earthquake research indirectly supports our concept that, the third microseism might derive from the base of crust. Right now, attitude to earthquake prediction has been slowly changing, but actively and positively. For us, it would not be alone to research and analyze anomalous tremors before earthquake.

## References and Notes

- [1] Hao Xiaoguang, Xu Houze, Hao Xinghua, et al. Gravity high-frequency disturbance and occurrence of earthquake[J]. Crustal Deformation and Earthquake, 2001, 21 (3): 9-13. (in Chinese)
- [2] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang, Xu Houze, et al. Gravity disturbance before the Wenchuan Ms8.0 earthquake[J]. Journal of Geodesy and Geodynamics, 2008, 28(3): 129-131. (in Chinese)
- [3] Hao X G, Hu X G. Disturbance before the Wenchuan earthquake by broadband seismometer[J]. Progress in Geophysics, 2008, 23(4): 1332~1335. (in Chinese)
- [4] Hu X G, Hao X G. The short-term anomalies detected by broadband seismographs before the May 12 Wenchuan earthquake, Sichuan, China[J]. Chinese J. Geophys., 2008, 51(6): 1726-1734. (in Chinese)
- [5] Hu X G, Hao X G. Observation of fore-seismic disturbance of the Mw7.6 Tonga earthquake (2009/03/19) [J]. Progress in Geophysics, 2009, 24(3): 866-870. (in Chinese)
- [6] Hu Xiaogang, Xue Xiu-xiu, Hao Xiaoguang. Observation of microseism in IRIS records before the 2010/01/12 Haiti earthquake[J]. Progress in Geophysics, 2010, 25(1): 134-136. (in Chinese)
- [7] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. The analysis of microseism prior to the Wenchuan Earthquake of 12 May 2008, Sichuan, China[R]. San Francisco: 2009 AGU Fall Meeting, 2009.

- [8] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. Anomalous microseism before the 2010 Haiti earthquake[R]. Iguazu Falls: 2010 AGU Meeting of the Americas, 2010.
- [9] Hao X G, Hu X G. Pre-earthquake-tremor maze, from confusing to gradually crystal—answer to the comment by Professor Fu Rong-Shang on The short-term anomalies detected by broadband seismographs before the May 12 Wenchuan earthquake, Sichuan, China[J]. *Progress in Geophysics*, 2011, 26(6).
- [10] Hu X G, Hao X G. An analysis of the influences of typhoon Rammasun and LingLing on anomaly tremors before the great Wenchuan and Kunlunshan earthquakes [J]. *Chinese J. Geophys.*, 2009, 52(5):1363-1375. (in Chinese)
- [11] Hu Xiaogang, Hao Xiaoguang, Xue Xiuxiu. The analysis of non-typhoon-induced microseisms before the 2008 great Wenchuan earthquake[J]. *Chinese J. Geophys.*, 2010, 53(12): 2875-2886. (in Chinese)
- [12] Banerji S K. *Phil. Trans. A*, 1930, 229, 287.
- [13] Ramirez J E. *Bull. Seism. Soc. Amer.* 1940, 30, 35-84.
- [14] Deacon G E R. *Ann. N. Y. Acad.* 1949, 51, 3, 475.
- [15] Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms[J]. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 1950, 243: 1-35.
- [16] Hasselmann K A. A statistical analysis of the generation of microseisms[J]. *Rev. Geophys.*, 1963 (1):177-209.
- [17] Tanimoto T. Excitation of normal modes by nonlinear interaction of ocean waves[J]. *Geophys. J. Int.*, 2007, 168: 571-582.
- [18] Tanimoto T. Excitation of microseisms[J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2007, 34, L05308.
- [19] Haubrich R A, Munk W H, Snodgrass F E. Comparative spectra of microseisms and swell[J]. *Bulletin of the Seismological Society of America*. 1963, 53(1): 27-37.
- [20] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. Are “third microseisms” in anomalous tremor before the great Wenchuan earthquake? [J]. *Progress in Geophysics*, 2009, 24(4): 1213-1215. (in Chinese)
- [21] Chen Yuntai. Earthquake prediction: progress, difficulties and prospect [J]. *Seismological and Geomagnetic Observation and Research*, 2007, 28(2): 1-24. (in Chinese)
- [22] Geller R J, Jackson D D, Kagan Y Y, et al. Earthquakes cannot be predicted[J]. *Science*, 1997, 275:1616-1617.
- [23] Cyranoski D. A seismic shift in thinking[J]. *Nature*, 2004, 431: 1032-1034.
- [24] Wu Zhongliang, Jiang Changsheng, Peng Hanshu, et al. The physics of earthquake prediction[J]. *Physics*. 2009, 38(4): 233-237. (in Chinese)
- [25] Wu Zhongliang, Zhu Chuanzhen, Jiang Changsheng, et al. Beyond Controversies and Techniques: Fundamental Problems of Statistical Seismology [J]. *Earthquake Research in China*, 2008, 24(3): 197-206. (in Chinese)

- [26] Wu Zhongliang, Jiang Changsheng. “Statistical”, “Empirical”, and “Physical”: Approaches to earthquake forecast prediction in recent years and their implications [J]. *Earthquake Research in China*, 2007, 23(3): 211-224. (in Chinese)
- [27] Wu Zhongliang, Jiang Changsheng. From “earthquakes cannot be predicted” to “a seismic shift in thinking”: A review of some developing aspects in earthquake forecasting and prediction study[J]. *Earthquake Research in China*, 2005, 21(1): 103-112. (in Chinese)
- [28] Wu Zhongliang, Jiang Changsheng. Performance evaluation and statistical test of candidate earthquake precursors: Revisit in the perspective of geodynamics-critical review on the recent earthquake prediction debate[J]. *Earthquake Research in China*, 2006, 22(3): 236-241. (in Chinese)
- [29] Wu Zhongliang. Seismological problems of the statistical test of earthquake precursors-A review on the current discussions about earthquake prediction ( II ) [J]. *Earthquake Research in China*, 1999, 15(1): 14-22. (in Chinese)
- [30] Wu Zhongliang. Self organized criticality and earthquake prediction-A review on the current discussions about earthquake prediction ( I ) [J]. *Earthquake Research in China*, 1998, 14(4): 1-10. (in Chinese)
- [31] Hao Xiaoguang, Hu Xiaogang. Discussion on strategic thinking for short-term prediction of great earthquakes[J]. *Progress in Geophysics*, 2011, 26(2): 456-461.
- [32] Zhang P Z, Xu X W, Wen X Z, et al. Slip rates and recurrence intervals of the LongmenShan active fault zone, and tectonic implications for the mechanism of the May 12 Wenchuan earthquake, Sichuan, China[J]. *Chinese J. Geophysics*, 2008, 51(4): 1066-1073. (in Chinese)
- [33] Hao Xiaoguang, Xu Houze, Liu Dajie. Earth’s density flattening and hypothesis of latitudinal normal density[J]. *Science in China (Series D)*. 2000, 30(4): 436-441. (in Chinese)
- [34] Hao Xiaoguang, Liu Genyou. Modification of coefficient of the earth latitudinal normal density function[J]. *Journal of Geodesy and Geodynamics*, 2002, 22(2): 53-56. (in Chinese)
- [35] Hao Xiaoguang, Liu Genyou. Latitudinal normal density function of mantle[J]. *Acta Geodaetica et Cartographica Sinica*, 2004, 33(2): 105-109. (in Chinese)
- [36] Hao Xiaoguang, Liu Genyou. Discussion on earth gravity mechanism for plate motion [J]. *Earth Science Frontiers*, 2004, 11(1): 84. (in Chinese)
- [37] Hao Xiaoguang, Fang Jian, Liu Genyou. Comparison between latitudinal normal density hypothesis and internal wave hypothesis[J]. *Progress in Geophysics*, 2005, 20(4): 991-996. (in Chinese)
- [38] Hao Xiaoguang, Fang Jian, Liu Lintao, et al. Discussion on latitudinal normal density hypothesis and internal wave hypothesis. *Progress in Geophysics*, 2007, 22(1): 312-



316. (in Chinese)
- [39] Hao Xiaogang, Hu Xiaogang, Liu Genyou, et al. The distribution of the earth's normal density[J]. *Acta Geodaetica et Cartographica Sinica*, 2009, 38(5): 377-382. (in Chinese)
- [40] Hao Xiaogang, Fang Jian, Liu Genyou, et al. Hypothesis of earth's normal density: the gravity theory of parameter spheroid and latitudinal density[J]. *Surveying and Mapping Press*, Beijing, 2009, 44-51.
- [41] Liu Chiching, Alan T Linde & I. Selwyn Sacks. Slow earthquakes triggered by typhoons[J]. *Nature*. 2009, 459: 833-836.
- [42] Michel Bouchon, et al. Extended nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit Earthquake[J]. *Science*. 2011, 331: 877-880.

原载《Geodesy and Geodynamics》2011年第8期

# 微地震的起源\*

——海浪波动非线性干涉理论

(英) M. S. Longuet-Higgins

郝晓光 胡小刚 编译

过去,海浪能在深海洋底产生微地震(microseism)被认为是不太可能的,因为,根据普遍应用的第一类理论,压力振动随深度按指数减小。然而,最近由Miche指出,在第二种近似的驻波中,第二类压力振动不随深度减弱,并且肯定最终比第一类压力振动有力。

本文第2部分和第3部分,考虑了第二类压力振动发生的一般性条件,表明在一组无限海浪序列中,一般来说,在无限深度存在一种第二类压力振动,不是粒子运动、而是相当于全体液体的应用。在这种情况下,两组行进的波浪以相同波长、相对方向运行,这种压力振动正比于两组波浪第一类强度的结果、两倍于其频率。这种在无限深处的压力振动被发现与波浪序列整体势能的变化密切相关。通过介绍运动的二维频谱表明,振动的平均压力只有在频谱含有相对运动和相同波长时,才会在一个广泛区域中发生。可称其为“对向波浪组”。

本文第4部分通过估计一双“对向波浪组”从高压缩液体到第二种近似的运动,考虑水体压缩的影响。在无限深处的压力振动、波浪已压缩,当水深为压缩波长的 $\left(\frac{1}{2}n + \frac{1}{4}\right)$ 倍时,就会在海面和海底之间产生回声波。厚度符合Stokes(斯托克斯)波长的表层的运动,并不受压缩波的影响。

本文第5部分研究表面波浪的第二类压力振动是否能够产生微地震的重要观测规则。考虑海底的位移是由于集中力在上层表面水体,表明回声波的影响将比在浅海的值以第5部分中的因素增加扰动。本文第3、4部分的结果可用来根据波浪的频率特征得到一种陆地垂直位移的表达。一个面积为1000平方千米的暴雨估计距离为2000千米、量级为 $6.5\mu$ 。

海洋波是微地震的成因,在相同频率、相对运行的波浪组中形成干涉波。波浪干涉的合适条件可以发生在气旋中心低压或从海岸反射的波浪。后一种情况微地震可能较小,局部可能除外。这种理论是由Bernard和Deacon提供的观测确定

\* 译自 Longuet-Higgins M S. A theory of origin of microseisms. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1950, 243: 1-35.

的,他们独立发现,在许多情况下,微地震的周期约为相关海浪周期的一半。

## 一、引言

“微地震”这个词通常用于陆地上周期为 3~10 秒的连续振荡,所有灵敏的地震图都能记录到,其原因不是地震或当地的降雨、火车和季风。自 19 世纪后半期 Bertelli 开始,许多研究都证实了微地震与气候扰动的联系、特别是那些在海洋中心上的。增加的微地震活动同时发生在欧洲和北美的广大区域,最大的一次扰动是在海岸地区发现的,一个生成的低气压正好登陆。但是反之并不正确(Whipple & Lee 1935),同样强度的低压并不一定生成同样幅度的微地震。然而,Ramirez (1940)采用地震图的三角分析方法,无疑接收到了来自大西洋海岸方向低压在 St Louis 和 Missouri 的微地震。他的“寻向”方法也成为在加勒比地区成功跟踪飓风方法的基础(Gilmore 1946)。

关于微地震成因的几个建议已经提出,但没有一个令人完全满意。Gherzi (1932)认为,微地震归因于气压“跳动”,就像有时在靠近强热带气旋中心气压图所显示的那样。这种原因不能排除热带强暴雨,暴雨路径上的观测表明,幅度可达到 0.2 毫米汞高(Bradford 1935)。然而 Ramirez(1940)指出,St Louis 的微地震与 St Louis 或 Florissant 的气压图扰动并无实际联系,即使 1938 年 3 月通道很近的飓风也是如此。Gherzi 引用的上海台风也是如此,扰动周期为几分钟,太长了点。所以说,中等纬度温和的气压扰动是否能引起微地震,更令人怀疑了。Baird 和 Banwell 在新西兰的观测(1940)指出:大气的幅度仅有几英寸汞高。

Scholte(1943)试图证明微地震可能是由海面上的气压引发的,因为由散布在广阔海面之上的扰动压力引发的压缩波的幅度比其重力波(洋波)要大  $10^{-4}$  倍。这种论争的弱点也出现了。Scholte 认为,洋波不是由于此类扰动压力生成的,而更可能是由一波浪序列浪冠前后斜面的系统压差生成的。当重力波能量逐步连续增加,后者类型压力分布的影响将逐步取消压缩的长波。

Wiechert 早先创立的理论最近得到 Gutenberg 的强烈支持,微地震是海浪碰撞陡峭海岸引发的。对这种争论理论有利的是,例如,Hamburg 微地震的幅度与 Norway 海岸波浪的高度存在统计关联。这种理论与一些事实符合,虽然传给陆地的波能的比例系数可能有点太高了。观测也似乎表明,与微地震有联系的海上风暴可以在波浪到达海岸之前数小时被记录到,这样,对于这种后者的任何观测,就要求有进一步的解释。

微地震可能最自然的解释中,有一种可能是早先考虑但在理论上更严谨,微地震的成因是风力引起的海浪引发的海底的压力振动。过去曾被 Stokes 的著名行波理论采用过,在不同深度的海水中结果为海底压力振动,不幸的是出现得太小了。这里的物理机制有两部分。第一是行波中的压力振动随深度按指数衰减,第

二是重力波波长比地震波小很多,所以来自海底不同部分的贡献会有效地逐个取消。Banerji(1930)试图给出一条思路,他假定水体的运动并非是严格无旋的,但他的分析并未得到辩护。Whipple & Lee(1935)也指出,水体的压缩对总的结果会产生小的差别。进一步的困难是,海浪的周期通常显示要比对应的微地震的周期大出许多。Bernard 仔细研究了在Morocco海岸外的周期增大(1937, 1941a, 1941b)后指出,海浪的周期大约是微地震周期的两倍。作为比较,根据在Cornwall的Perranporth记录的Kew地震图的波形,Deacon(1947)独立得到了相同的结论。

Longuet-Higgins 和 Ursell(1948)指出,Miche(1944)从理论上研究了破浪运动,发现在序列驻波之下的海底的平均压力不是常定的,就像在行波中,只是其大小的变化不依赖水深、而与波浪高度的平方成正比。这种振荡只有精确的类型才能产生陆地运动,不仅要求不随深度衰减(所以最重要的是大于半个波长处在的深度),而且还要求,在海底所有点的波段上,适合产生生长地震波。更显著的事实是这种压力振动的频率是波浪基本频率的两倍。由于对高于第一种标准的波长习惯性的忽视,这种信号被忽略了,驻波是第一种两组对向运行且幅度相同的行波之和的近似。Longuet-Higgins 和 Ursell(1948)给出了Miche结果的较短的证明,指明了存在这种压力振荡的物理机制。这一证明的推论导致了本文作者的结论(见第3部分):广阔区域平均压力的振动是同波长、对向行进波组干涉的结果,但等幅度并不是必要的。

前几年 Bernard(1941)认为,驻波(法语称 clapotis)是微地震的原因,虽然当时水动力学理论并不支持。他认为,遇到有利条件将在气旋低压中心或可能在海浪反射的陡岸引发驻波(这一思想与 Wiechert 的表面理论有所区别,虽然在整个假说中产生微地震的有利条件是类似的)。Bernard 没有提出预见驻波中不衰减的平均压力振动的双倍频率,因为他倾向于认为,微地震与海浪之间的频率差别有其他原因。

在本文中我们将首次研究以下内容:第2和第3部分研究存在不衰减压力振动引发驻波的物理机制和发生的条件,第4部分研究压缩水体在波浪运动中的影响;第5部分应用第3第4部分的结果,给出源于表面波的第二类压力振动的正确的定量原则、以产生海底的微地震振荡。我们还将简单考虑何种气象环境波动适合产生所期望产生的微地震。

## 二、周期波系列中的压力振动

### 1. 压力振动的衰减和不同深度的粒子速度

虽然深海驻波中的第二类压力振动不随深度按指数衰减,但粒子的运动不是不衰减的。以下就可以看到这一点。以不扰动的自由海面为直角坐标 $(x, y, z)$ 的起点, $z$ 轴向下。我们简化仅考虑 $(x, z)$ 两维的运动代替三维运动,可能会引起争论。我们假设运动是无旋的,并且在 $x$ 方向以波长 $\lambda$ 为周期。速度构成 $(u, w)$ 由

下式给出：

$$u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad w = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (1)$$

这里，因为水体是非压缩的，所以有

$$\nabla^2 \varphi = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = 0 \quad (2)$$

运动方程可由积分得到，伯努利方程：

$$\frac{p - p_s}{\rho} - gz = \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \theta(t) \quad (3)$$

式中， $p$  为压力； $\rho$  为密度； $g$  为重力加速度； $p_s$  为海面的压力（设为常量）； $\theta(t)$  为一个时间的函数。 $\varphi$  本身是一个含有时间  $t$  的任意函数，但是可以在一个波长上定义为涉及  $x$  的  $\varphi$  的平均值为 0。类似地，选择合适的坐标轴，也可以使  $u$  的平均值为零（两个条件可满足所有的  $z$  和  $t$ ）。因为当  $z > 0$  时， $\varphi$  是以  $x$  为周期的调和函数，在无限深度的水中， $\varphi$ 、 $u$  和  $w$  都随  $z$  至少以  $e^{-2\pi z/\lambda}$  的速度减小（所有原则都是近似的）。所以，当  $z$  超过大约半个波长时，由公式(3)可得

$$\frac{p - p_s}{\rho} - gz = \theta(t) \quad (4)$$

因此，虽然粒子的速度在任何无旋周期运动中肯定会随深度以指数来减少，而压力可能仍然是时间  $t$  的函数。如果自由水面上的压力  $\theta(t)$  是处处相同的，在水体中同时发生的压力振动方程式(4)也是相同的，则水体是静止的。当  $z$  趋向无穷公式(3)取极限时， $\theta(t)$  就是在无限深度的压力振动。一般来说  $\theta(t)$  不会消失，只有一种情形、也就是行波，我们已经说明那是常量；在方程(3)中，除  $\theta(t)$  外各项都是  $(x - ct)$  和  $z$  的函数， $c$  是波速。所以， $\theta$  也是  $(x - ct)$  的函数。因为  $\theta$  独立于  $x$ ，也独立于  $t$ 。

一般来说，因为  $\theta(t)$  在波段上是所有点的，平均压力的增减与  $x$  在  $z = \text{常量}$  的任意平面上有关。因此，如果  $\bar{p}$  是与  $x$  ( $0 \leq x \leq \lambda$ ) 有关的平均压力，则由式(3)得到

$$\frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz = -\frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{1}{2}(u^2 + w^2) dx + \theta(t) \quad (5)$$

（假设  $\varphi$  的平均值消失）；当  $z$  值很大时得到

$$\frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz = \theta(t) \quad (6)$$

所以，一个在无限深度不衰减的压力振动的发生，是与一个其平均压力在  $z = \text{常量}$  的平面上的振动密切相联系的。我们已在第 1 部分里看到，这种振动的平均压力很可能就是在海底产生地震振荡的重要的物理机制。

## 2. 平均压力的定值

我们得到了在一个给定的平面  $z = \text{常量}$  的区域平均压力的一般表达，驻波和

行波的特殊形式都能简单地获得。不用假定在第一位置的运动既是无旋的,又是周期的。一些方程也将用在第3部分中的更一般类型的运动中。

以下可获得一个质量为  $M$  的匀质水体的垂直运动与在其之上的垂直力的更一般的关系。假定  $(x, z)$  是符合拉格朗日条件的匀质水体的直角坐标,  $x$  和  $z$  是时间  $t$  的函数并且  $(x_0, z_0)$  以及某些固定时间、比如  $t=0$ 。垂直运动方程为

$$\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \quad (7)$$

连续方程的形式为

$$\rho dx dz = \rho_0 dx_0 dz_0 \quad (8)$$

式中,  $\rho_0$  为  $t=0$  时的密度。于是有

$$\int_M \rho \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} dx dz = \int_M \rho_0 \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} dx_0 dz_0 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_M \rho_0 z dx_0 dz_0 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_M \rho z dx dz \quad (9)$$

所以积分方程(7)在水体  $M$  上可得

$$\int_M \frac{\partial p}{\partial z} dx dz - \int_M g\rho dx dz = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_M \rho z dx dz \quad (10)$$

确定式(10)的值,将  $x, z$  和  $t$  视为独立变量,虽然边界条件  $M$  为  $t$  的函数。方程(10)的右边可写为  $-\frac{1}{g} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$ ,  $V$  为水体  $M$  的势能。

现在假设,在非压缩水体表面任意波浪的运动,  $M$  是时间  $t=0$  时的水体,包含在自由表面  $z=\zeta$ 、平面  $z=z'$  和两个垂直平面  $x=x_1$  与  $x=x_2$ 。如果  $p'$  是平面  $z=z'$  上的压力、 $p_s$  是海面的常数压力值,于是我们有最初时刻

$$\int_M \frac{\partial p}{\partial z} dx dz = \int_{x_1}^{x_2} (p' - p_s) dx = (\bar{p}' - p_s)(x_2 - x_1) \quad (11)$$

式中,  $\bar{p}'$  为  $p'$  在  $x$  上的平均值。类似地,假定  $\rho$  为常数,我们有

$$\int_M g\rho dx dz = g\rho \int_{x_1}^{x_2} (z' - \zeta) dx = g\rho z'(x_2 - x_1) - g\rho \int_{x_1}^{x_2} \zeta dx \quad (12)$$

为了确定式(10)第三项的数值,我们需要一个并非初始时刻的积分表达。假定在  $t$  时间,  $M$  被以下边界包含

$$z = \zeta(x, t), \quad z = z' + \zeta'(x, t), \quad x = \xi_1(z, t) \text{ and } x = \xi_2(z, t), \\ \zeta'(x, 0) = 0, \quad \xi_1(z, 0) = x_1, \quad \xi_2(z, 0) = x_2 \quad (13)$$

$(x, z)$  为内部断面  $z = \zeta'$  的坐标,  $(z' + \zeta')$  与表面  $x = \xi_1$  及  $x = \xi_2$  由  $(\alpha_1, \gamma_1)$ 、 $(\alpha'_1, \gamma'_1)$  和  $(\alpha_2, \gamma_2)$ 、 $(\alpha'_2, \gamma'_2)$  分别定义,这些都是  $t$  的函数。则有

$$\int_M z dx dz = \int_{\alpha'_1}^{\alpha'_2} \frac{1}{2} (z' + \zeta')^2 dx - \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{1}{2} \zeta^2 dx + \int_{\gamma_2}^{\gamma'_2} \zeta_2 z dz - \int_{\gamma_1}^{\gamma'_1} \zeta_1 z dz - \\ \frac{1}{2} [\alpha'_2 \gamma'^2_2 - \alpha'_1 \gamma'^2_1 - \alpha_2 \gamma^2_2 + \alpha_1 \gamma^2_1] \quad (14)$$

对  $t$  两次微分后得

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_M z dx dz = \int_{\alpha_1'}^{\alpha_2'} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{1}{2} (z' + \zeta')^2 dx - \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{1}{2} \zeta^2 dx + \int_{\gamma_2'}^{\gamma_1'} \ddot{\xi}_2 z dz - \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \dot{\xi}_1 z dz + 2[\dot{\alpha}_2' \dot{\gamma}_2' \gamma_2' - \dot{\alpha}_1' \dot{\gamma}_1' \gamma_1' - \dot{\alpha}_2 \dot{\gamma}_2 \gamma_2 + \dot{\alpha}_1 \dot{\gamma}_1 \gamma_1] \quad (15)$$

式中的小点代表对  $t$  的偏微分。初始常数为

$$\alpha_1 = \alpha_1' = x_1, \quad \alpha_2 = \alpha_2' = x_2, \quad \gamma_1 = \gamma_2' = z' \quad (16)$$

所以,如果  $\zeta_1$  和  $\zeta_2$  对应  $x = x_1$  和  $x_2$  的值,则式(10)变为

$$\begin{aligned} \frac{\bar{p}' - p_s}{\rho} - gz' &= \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{1}{2} \zeta^2 - \frac{1}{2} \zeta'^2 \right) - z' \ddot{\xi} - g\zeta \right] dx - \\ &\quad \frac{1}{x_2 - x_1} \left[ \int_{\zeta_2}^{z'} \ddot{\xi}_2 z dz - \int_{\zeta_1}^{z'} \dot{\xi}_1 z dz \right] - \\ &\quad \frac{2}{x_2 - x_1} [\dot{\alpha}_2' \dot{\gamma}_2' \gamma_2' - \dot{\alpha}_1' \dot{\gamma}_1' \gamma_1' - \dot{\alpha}_2 \dot{\gamma}_2 \gamma_2 + \dot{\alpha}_1 \dot{\gamma}_1 \gamma_1] \quad (17) \end{aligned}$$

可以将选择的初始常数以相互独立的形式带入式(17)。例如,如果  $(u', w')$  在平面  $z = z'$  上考虑速度的成分,则在这种初始常数上可得

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta'^2 \right) = \zeta' \ddot{\xi}' + \dot{\zeta}'^2 = w'^2 \quad (18)$$

同样,考虑  $D^2(\zeta' - z)/D^2 t, D/Dt$  定义下面的微分运动方程,我们发现

$$\ddot{\zeta}' = \dot{w}' - \frac{\partial}{\partial x}(u'w') \quad (19)$$

类似地

$$\ddot{\xi}_i = \dot{u}_i - \frac{\partial}{\partial z}(u_i w_i) \quad (i=1,2) \quad (20)$$

式中  $(u_i, w_i)$  是平面  $x = x_i$  的速度成分。因为  $(\dot{\alpha}_i, \dot{\gamma}_i)$  和  $(\dot{\alpha}_i', \dot{\gamma}_i')$  对于在  $(x_i, \zeta)$  和  $(x_i, z')$  上的速度成分来说是相等的,所以积分后我们最终得

$$\begin{aligned} \frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz &= \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 - z\dot{w} - g\zeta \right] dx - \\ &\quad \frac{1}{x_2 - x_1} \left[ \int_{\zeta}^{z'} (\dot{u}z + uw) dz - (uwz)_{z=\zeta} \right]_{x=x_1}^{x=x_2} \quad (21) \end{aligned}$$

以上方程对  $z$  和  $t$  的所有值都是有效的。方程(21)第一项可给出垂直边界  $x = x_1$  和  $x_2$  时平面  $z = \text{常量}$  上的平均压力。第二项可给出因运动穿过这些平面的校核。

如果在式(21)中允许  $x_2$  趋向  $x_1$ ,便可获得压力在任意点的表达式,这样

$$\frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 - z\dot{w} - g\zeta - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_{\zeta}^{z'} (\dot{u}z + uw) dz - (uwz)_{z=\zeta} \right] \quad (22)$$

式(22)右侧很容易核实,深水中的第一类周期波运动随深度按指数减弱。

现在假定运动以  $x$  为周期、以  $\lambda$  为波长。如果在式(21)中写下  $x_1 = 0, x_2 = \lambda$ ,

第二项便会消失。进一步,如果假定平均水准表面的开始状态,则有

$$\int_0^\lambda g\zeta dx = 0 \quad (23)$$

因为穿越平面  $z$ =常量的水网流为 0,也可得

$$\int_0^\lambda z\dot{w} dx = z \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\lambda w dx = 0 \quad (24)$$

所以,在一个波长上的平均压力为

$$\frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\lambda \frac{1}{2} \zeta^2 dx - \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda w^2 dx \quad (25)$$

另外,如果运动是无旋的,与式(5)比较后,函数  $\theta(t)$  为

$$\theta(t) = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\lambda \frac{1}{2} \zeta^2 dx \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{1}{2} (u^2 - w^2) dx \quad (26)$$

如果定义第二项独立于  $z$ ,则

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^\lambda (u^2 - w^2) dx = \int_0^\lambda \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial x} \right) dx = [uw]_0^\lambda \quad (27)$$

式(27)会因运动的周期而消失。在深水区域,因为  $u$  和  $w$  都随深度按指数衰减,所以在无限深处的压力震动可由下式给出

$$\theta(t) = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\lambda \frac{1}{2} \zeta^2 dx \quad (28)$$

在水中有限常数深度  $h$  处,垂直速度  $w$  随  $z=h$  而消失,从式(25)中可以看出,在海底的平均压力振动也可以由式(28)的右边给出。这样,无限深度的压力振动和海底(有时是有限常数深度)的平均压力,都依赖于第二类函数的波幅,并与波链的势能的变化密切相关。

应该注意到,至此获得的方程是确切的,并没有关于波幅为小量的假定。

### 3. 驻波和行波

现在我们将采用前面章节的公式来计算某些特殊情况下波浪运动在海底产生的平均压力。我们将看到,做这项工作仅考虑一阶近似。

令水深为常量  $h$ ,考虑一运动一阶近似的两行波以相同波长  $\lambda$  和周期  $T$  对向行进,其自由表面的方程为

$$\zeta = a_1 \cos(kx - \sigma t) + a_2 \cos(kx + \sigma t) + O(a^2 k) \quad (29)$$

这里  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\sigma = 2\pi/T$ , 则

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (30)$$

式(29)中的最后一项代表波幅  $a_1$  和  $a_2$  的二阶及以上的残差,而这是没必要计算的。当  $z=h$  时  $w$  便消失了,从式(25)中就可得到海底的平均压力  $\bar{p}_h$  第二类近似值。

$$\frac{\bar{p}_h - p_s}{\rho} - gh = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\lambda \frac{1}{2} [a_1 \cos(kx - \sigma t) + a_2 \cos(kx + \sigma t)]^2 dx + O(a^3 \sigma^2 k^2)$$



$$\begin{aligned}
 &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{1}{4} (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos 2\sigma t) + O(a^3 \sigma^2 k^2) \\
 &= -2a_1 a_2 \sigma^2 \cos 2\sigma t
 \end{aligned} \tag{31}$$

这样,海底平均压力的涨落频率为海浪的两倍、其效果正比于波幅,而给出的周期  $T$  也独立于深度  $h$ 。

两种特例很有趣。第一,当对向波中之一的幅度为 0,也就是一个行波,那么式(31)的右边就消失,海底的平均压力因此为常量。第二,当两个波的波幅相等时,并且

$$a_1 = a_2 = \frac{1}{2} a \tag{32}$$

就有了驻波

$$\zeta = a \cos kx \cos \sigma t + O(a^2 k) \tag{33}$$

从式(31)就得到

$$\frac{\bar{p}_h - p_s}{\rho} - gz = -\frac{1}{2} a^2 \sigma^2 \cos 2\sigma t \tag{34}$$

所以,一个驻波在海底的平均压力的变化频率是原始波的两倍,其振幅正比于原始波的平方。

式(34)是 Miche 在计算了波浪整体运动第二近似后获得的。

这两种结果的一个物理解释以及二者的区别可由下面给出。首先考虑由式(33)给出的驻波。当  $t = \left(n + \frac{1}{2}\right)T$  时( $n$  是整数),波浪的表面是近似的平面,整个波链重力中心因此位于它的最低点。另一方面,当  $t = nT$  时,浪冠完全形成并且重力中心也已上升,因为水体已经从下面向上转移至平均水准面(这就等于是说位能增加了)。这种重力中心的上升和下降在一完整的循环中两次发生。但是任何液体质量重力中心的垂直运动是由作用在其上的垂直外力唯一确定的。当然,重力之力是常量,自由表面上的压力提供了一个常定的附加的向下力。留在海底的压力肯定以一种类似的方式涨落,两倍频率于海浪。

另一方面,在行波中,类似地考虑表明,海底的平均压力为常量。整个波链的位能(因此也是质量中心)留在常量水准面上。海底的平均压力没有涨落。

凭经验就可以相当简单地改变式(31)和式(34)是有可能的,因为这些内容代表的仅仅是在一个大于半波长的深度测量得到的压力振动。水体应该几乎仍然在这个深度,这样能够躲避围绕测量仪器的涡流的形成。一个驻波可以在一个长的波槽中、从一个在波槽一端的垂直边界、由一个波链的反射而产生。如果边界的倾向在水平方向发生变化,就会得到反射波不同幅度,因为对于小的倾斜来说,某些能量几乎肯定会被边界自身吸收。在第一类面波理论中,并不考虑边界上能量的吸收(除非在开始做特别假定),被吸收的能量的量是不确定的。然而,根据现在的

方法,反射系数可以被经验地确定,因为海底的压力振动(从边界起几个波长)直接正比于反射波的幅度。因此,获得发生在陡峭海岸和不同坡度海滩的反射波的量的某些指示也是可能的。

### 三、波浪运动的一般类型

实际上,精确的驻波或行波的周期波链是罕有发生的,我们将考虑波浪运动更一般类型的压力振动。当无限深处的压力振动不具备运动的精确周期性,周期性的压力不再发生,但平均压力或平面  $z = \text{constant}$  上的给定面积上的总压力的压缩仍然存在。这些就假定了一种简单的周期模式:面积足够大到运动穿越边界,使边界成为可忽略。

#### 1. $z = \text{constant}$ 平面上给定面积的力

先还是仅仅考虑二维运动, $F$  表示总力的垂直部分,单位以距离标在  $y$  方向,该力作用在  $-R < x < R$  的范围,即

$$\frac{F}{\rho} = 2R \left( \frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz \right) \quad (35)$$

式中, $p$  为  $x$  范围内平面  $z = z'$  上的平均压力,则从式(21)中有

$$\frac{F}{\rho} = \int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 - z\dot{w} - g\zeta \right] dx - \left[ \int_{\zeta}^z (\dot{u}z + uw) dz - (uwz)_{z=\zeta} \right]_{-R}^R \quad (36)$$

由于水流穿越水平平面  $z = z' (-R < x < R)$  等于净流量穿越垂直平面  $x = \pm R (z > z')$ ,则有

$$\int_{-R}^R z\dot{w} dx = \left[ z \int_z^h \dot{u} dz \right]_{-R}^R \quad (37)$$

式中, $h$  为水深(不一定是常数),如果假定深度是无限的,那么积分的上限应该换成  $\infty$ 。类似地,如果自由表面  $z = \zeta$  的平均水平在时间  $t = 0$  时的话,则有

$$\int_{-R}^R g\zeta dx = \left[ \int_0^t dt \int_{\zeta}^h gu dz \right]_{-R}^R \quad (38)$$

根据式(36),由分部积分得

$$\begin{aligned} \frac{F}{\rho} = & \int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx - \left[ z \int_{\zeta}^h \dot{u} dz - g \int_0^t dt \int_{\zeta}^h u dz \right]_{-R}^R \\ & \left[ \int_{\zeta}^h \left\{ \int_{\zeta}^z \dot{u} dz + u\dot{w} \right\} dz - (uwz)_{z=\zeta} \right]_{-R}^R \end{aligned} \quad (39)$$

考虑式(39)中各项相对的重要性,假定运动类似波浪,感觉上能量几乎限制在频率谱上狭窄的频率范围内(就像第3部分中定义的那样),平均频率  $\sigma/2\pi$  对应一个比  $R$  要小的波长  $\lambda$ 。总的来说,运动的相对相位很宽分布在  $x$  轴的两点是随机的。我们可以假定,运动是有规律的和周期性的、并覆盖  $x$  轴上小于或等于  $2R_1$  的所有范围。我们还假定,最初定义在  $-R_2 < x < R_2$  的范围(这里  $R_2$  要比  $R_1$  大很

多),这就是说,自由表面的上升和垂直速度在那些范围之外的点上的初值为 0。这里有三种极端的例子:

例 1:  $R \leq R_1$ , 即运动是规律的覆盖在  $-R < x < R$  的整个范围上, 则

$$\int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx \quad (40)$$

与  $a^2 \sigma^2 R$  同阶,  $a$  是波浪抬升的最大值。如果假定该时刻的  $u$  和  $w$  与  $a\sigma$  同阶, 则

$$\left[ \int_{\zeta}^z u dz \right]_{-R}^R \quad (41)$$

对于所有的  $z$  与  $a\sigma\lambda$  同阶, 式(39)中其他部分与  $a\sigma^2\lambda z$  或  $a\sigma^2\lambda^2$  在最大时同阶(如果  $g$  与  $\lambda\sigma^2$  同阶)。因此, 如果  $R/k$  和  $R/z$  足够大, 则近似有

$$\frac{F}{\rho} = \int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx \quad (42)$$

然而, 第二类压力振动肯定是变化的, 其相位覆盖整个范围, 不会产生越过平面  $x = \pm R$  的明显运动。现在, 如果考虑由压力扰动产生的位移

$$\frac{p}{\rho} = \begin{cases} 2a^2\sigma^2 \cos 2\sigma t & (|x| < R) \\ 0 & (|x| > R) \end{cases} \quad (43)$$

作用在深海的上表面, 我们发现平面  $x = \pm R$  上的速度与  $a\sigma^2/\lambda$  同阶(我们忽略在  $z=0$  上的一个对数奇点, 其原因是在压力上的不连续), 而且总流量式(41)与  $a^2\sigma \log(R/\lambda)$  同阶。假定式(41)独立地与  $R$  同阶, 则需要轻微的调整这种情况, 但因为  $\log(R/\lambda)$  比  $R/\lambda$  略小, 故式(42)的有效性并不受影响。

当  $z$  小于  $\lambda$  时, 近似式(42)在  $Ra/\lambda^2 \ll 1$  的条件下是有效的。然而, 式(39)中的第一类脉动, 组合在一起, 会很快地随深度衰减, 当  $z$  大于  $\frac{1}{2}\lambda$  时, 剩余中的最大的部分将会从不衰减的第二类压力振动中得到提升。因此, 式(42)在轻微的约束条件  $R/\lambda \gg 1$  和  $R/z \gg 1$  之下是有效的。因为式(42)中的第二类脉动将要比式(44)中的第一类脉动要小

$$\frac{F}{\rho} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-R}^R \frac{1}{2} \zeta^2 dx \quad (44)$$

如果  $z$  与  $\lambda$  是同阶的并且  $R/\lambda \gg 1$  的话, 式(44)在特殊情况下式有效的。

例 2:  $R_1 < R \leq R_2$ , 这种情况假定区间  $-R < x < R$  被分为小于或等于  $2R_1$  的小区间, 我们假定在各小区间上的运动是规则的, 其相位差在相邻区间是随机的。因为随机相位关系中可比较幅度的  $n$  个矢量是像式(40)中的  $n^{1/2}$  那样逐个增加的, 其和将是与  $a^2\sigma^2 R_1 (R/R_1)^{1/2}$  是同阶的。如果假定速度是有限的并且穿越任意平面  $z = \text{constant}$  的总流量与  $a\sigma\lambda$  或  $a^2\sigma \log(R_1/\lambda)$  至少同阶, 那么式(42)和式(44)在类似于例 1 的条件下是有效的, 在特殊情况下, 式(44)需假定  $z$  与  $\lambda$  同阶和  $(RR_1)^{1/2}/\lambda \gg 1$ 。

例 3:  $R > R_2$ , 若允许  $R$  趋向于无限, 平面  $z = \text{constant}$  上总力  $F$  的确切表达就可获得。由于自由表面的初始抬升集中在  $x = z = 0$  的直线上, 当  $gt^2(x^2 + z^2)^{-1/2}$  是小量时 (见 Lamb 1932, § 238), 运动的速度势能正比于  $gtz(x^2 + z^2)^{-1}$ 。当初扰动分布在  $x$  轴上的一个有限区间时, 也将得到类似的结果。因此对于很大的  $R$  来说, 穿越平面  $x = \pm R$  的速度起始是正比于  $R^{-2}$ , 而总流量式(41)将正比于  $R^{-1}$ 。式(39)中的部分在平面  $x = \pm R$  上的估值趋向于 0。因为总势能是有限的, 我们可以假定式(39)的第一项积分是收敛的。所以全平面上的总力  $F$  为

$$\frac{F}{\rho} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx \quad (45)$$

当  $z$  大于  $\frac{1}{2}\lambda$  时, 第二类脉动在被积函数中要比第一类脉动小, 所以可近似为

$$\frac{F}{\rho} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \zeta^2 dx \quad (46)$$

以前的结果很容易地推广到三维运动。令  $\bar{p}$  为平面  $z = \text{constant}$  内由  $-R < x < R$  和  $-R < y < R$  定义的面积  $S$  上的平均压力, 令  $F$  为作用在平面  $S$  内的总力的变化部分, 即

$$\frac{F}{\rho} = 4R^2 \left( \frac{\bar{p} - p_s}{\rho} - gz \right) \quad (47)$$

如果将  $S$  平面内的波假设平均波长为  $\lambda$ , 那么就可以建立以下公式

$$\frac{F}{\rho} = \int_{-R}^R \int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx dy \quad (48)$$

在类似的条件下, 特别地, 如果  $z$  与  $\lambda$  接近, 并且  $R/\lambda$  和  $(RR_1)^{1/2}/\lambda$  也很接近,  $2R_1$  在这里第二类压力震动在波段上是有效的。因为运动随深度快速减小, 我们也可以以下列方式表达

$$\frac{F}{\rho} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-R}^R \int_{-R}^R \frac{1}{2} \zeta^2 dx dy \quad (49)$$

如果假定运动被限制在一个有限的区域  $(x, y)$  内, 那么运动在整个平面内会产生一个力  $F$  由下式给出

$$\frac{F}{\rho} = \int_{-R}^R \int_{-R}^R \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{1}{2} \zeta^2 \right) - w^2 \right] dx dy \quad (50)$$

而且, 当  $z$  大于  $\frac{1}{2}\lambda$  时可近似为

$$\frac{F}{\rho} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-R}^R \int_{-R}^R \frac{1}{2} \zeta^2 dx dy \quad (51)$$

## 2. 二维频谱

为了能描述海洋表面运动的频率特性, 我们引入二维频率谱。大面积上的平均压力或总力, 可以通过频谱直接得到, 频谱与平均压力和波浪的势能有关。

任一连续和绝对可积的两个变量的函数  $f(x, y)$  可表示为

$$f(x, y) = \mathcal{R} \int_{-R}^R \int_{-R}^R F(u, v) e^{i(ukx + vk y)} dudv \quad (52)$$

或

$$f(x, y) = \int_{-R}^R \int_{-R}^R \frac{1}{2} [F(u, v) + F^*(-u, -v)] e^{i(ukx + vk y)} dudv \quad (53)$$

式中

$$\frac{1}{2} [F(u, v) + F^*(-u, -v)] = (k/2\pi)^2 \int_{-R}^R \int_{-R}^R f(x, y) e^{i(ukx + vk y)} dx dy \quad (54)$$

式(54)的右边也是绝对可积的(Bochner 1932, § 44)。以上方程中的  $R$  代表实部,  $F^*$  代表与函数  $F$  共轭的复变函数。

$$\frac{1}{2} [F(u, v) + F^*(-u, -v)] \quad (55)$$

式(55)的值仍然是不确定的。

令  $z = \zeta$  是二维平面海浪运动自由表面的方程。假定一般的必要条件对下列工作都是有效的,特别是积分符号下的微分的可能性。假定  $\zeta$  和  $\partial\zeta/\partial t$  的值在初始时间  $t=0$  时按式(56)、式(57)可被扩展

$$(\zeta)_{t=0} = \mathcal{R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A e^{i(ukx + vk y)} dudv \quad (56)$$

$$\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right)_{t=0} = \mathcal{R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B e^{i(ukx + vk y)} dudv \quad (57)$$

$A$  和  $B$  是  $(u, v)$  的函数。进一步假定

$$B = i\sigma A \quad (58)$$

由下式给出的  $\sigma$  是  $u$  和  $v$  的正函数

$$\sigma^2 = (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} g k \tan h(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} k h \quad (59)$$

由式(54)和式(58)得到

$$\frac{1}{2} (A + A^*) = (k/2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\zeta)_{t=0} e^{-i(ukx + vk y)} dx dy \quad (60)$$

$$\frac{1}{2} (i\sigma A - i\sigma A^*) = (k/2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right)_{t=0} e^{-i(ukx + vk y)} dx dy \quad (61)$$

式中,  $A_*$  代表  $A(-u, -v)$ 。这些最后的方程等同于以下单一方程

$$A = (k/2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\zeta + \frac{1}{i\sigma} \frac{\partial\zeta}{\partial t}\right)_{t=0} e^{-i(ukx + vk y)} dx dy \quad (62)$$

于是有

$$\eta = \mathcal{R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A e^{i(ukx + vk y + \sigma t)} dudv \quad (63)$$

式中,  $A$  由式(62)确定。积分号中的表达式代表了一个波浪,其波峰与以下直线平

行

$$ux + vy = 0 \quad (64)$$

其波长  $\lambda$  由式(65)给出

$$\lambda = \frac{2\pi}{(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} k} \quad (65)$$

根据式(59),这种在不变深度  $h$  的波浪满足周期函数,而  $\eta$  对第一类脉动也是一种近似解答。由式(5)和式(57)可得

$$(\zeta)_{t=0} = (\eta)_{t=0}, \quad \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_{t=0} = \left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\right)_{t=0} \quad (66)$$

这样,一个无旋运动就由水面提升的高度和其随时间的变化率唯一确定了。对于同一初始条件的两个运动的差别来说,不存在初始的动能和势能。对于所有时间  $t$  来说,按照  $\zeta = \eta$ ,即

$$\zeta = \mathcal{R} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A e^{i(ukx + vk y + \omega t)} du dv \quad (67)$$

任何给已出的海面自由运动可以被分析为(第一类脉动的近似)一些波浪的总合,包括所有可能的波长和所有可能的运动方向。由式(62)可知,这种分析是唯一的。各个波浪元在  $(x, y)$  平面中组合成一个矢量  $\mathbf{OP}$ ,从原点指向  $P(-uk, -vk)$  点。 $\mathbf{OP}$  的方向给出了波浪传播的方向,由式(65)可知, $\mathbf{OP}$  的长度就等于  $2\pi$  除以波长。同样长度的波浪元将对应  $P$  点并环绕以  $O$  为中心的环,完全相反的点对应那些波长相同但运行方向相反的波浪元。这样一对波浪元在下列理论中起到了重要作用,并被称为“对向波元”。

式(67)可写为

$$\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} (A e^{i\omega t} + A^* e^{-i\omega t}) e^{i(ukx + vk y)} du dv \quad (68)$$

将 Parseval-Plancherel 定理扩展(Bochner 1932, § § 41.5 和 44.8)可得

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^2 dx dy = (2\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1}{2} (A e^{i\omega t} + A^* e^{-i\omega t}) \right|^2 du dv \quad (69)$$

因为以上积分的左侧是收敛的,简化右侧后我们得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \zeta^2 dx dy = \mathcal{R}(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (AA^* + AA_- e^{2i\omega t}) du dv \quad (70)$$

运动的势能由式(71)给出

$$\mathcal{R} \rho g (\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (AA^* + AA_- e^{2i\omega t}) du dv \quad (71)$$

类似地,动能为

$$\mathcal{R} \rho g (\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (AA^* - AA_- e^{2i\omega t}) du dv \quad (72)$$

所以总能量为

$$2\rho g(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} AA^* dudv \quad (73)$$

以上积分是实数,总能量仅仅依赖于波幅  $A(u, v)$  的模的平方。另一方面,势能和动能分别都随时间变化并依赖乘积  $AA_-$ 。

### 3. 压力振动的频谱

现在来确定平均压力振动或者合力作用在大面积 ( $z = \text{constant}$ ) 上的总的条件。先考虑较简单的情况,面积包含整个  $(x, y)$  平面,由式(68)和式(69)可得

$$\begin{aligned} \frac{F}{\rho} &= \Re(\pi/k)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (AA^* + AA_- e^{2ist}) dudv \\ &= \Re_4(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} AA_- \sigma^2 e^{2ist} \end{aligned} \quad (74)$$

$A$  和  $A_-$  是频率谱中的对象波元的复数振幅。由式(74)可知

- (1) 在频域中,  $F$  中的振动仅仅是从“反向波元对”中产生的。
- (2) “反向波元对”对  $F$  的贡献是两倍于频率、正比于振幅的乘积。
- (3) 合力  $F$  是所有分开的“反向波元对”的贡献的总和。

一个波浪组可以被定义成一个运动,其能量的大部分被限制在一个不包括源的小区域  $(u, v)$  平面内。因此,单组波浪在合力  $F$  中是无法引起振动的。为了产生明显的力  $F$ ,运动必须含有至少两组对向的波浪,在这种感觉中,第一组的某些波元与第二组的某些波元发生对向运动。

在实际中,我们必须考虑到力  $F$  是施加在有限区域的平面  $(x, y)$  之上的。假设这个平面是正方形  $S(-R < x < R, -R < y < R)$ ,我们定义一个假设的运动  $\zeta'$ ,在任何时间,  $\zeta'$  和  $\partial\zeta'/\partial t$  在  $S$  内等于  $\zeta$  和  $\partial\zeta/\partial t$  的对应值,而在  $S$  外等于 0。这种运动并不满足运动方程,特别是在靠近  $S$  边界的地方,但我们还是有

$$\frac{F}{\rho} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-R}^R \int_{-R}^R \frac{1}{2} \zeta'^2 dx dy = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \zeta'^2 dx dy \quad (75)$$

可由下列方程定义  $A'(u, v; t)$

$$\left. \begin{aligned} \zeta' &= \Re \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A' e^{i(ukx + vk y + \sigma t)} dudv \\ \frac{\partial \zeta'}{\partial t} &= \Re \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i\sigma A' e^{i(ukx + vk y + \sigma t)} dudv \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

于是有

$$A' e^{ist} = (k/2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \zeta' + \frac{1}{i\sigma} \frac{\partial \zeta'}{\partial t} \right) e^{-i(ukx + vk y)} dx dy \quad (77)$$

如果实际运动由式(67)给出,将式(77)代入后可得

$$\begin{aligned} A'(u, v; t) &= (k/2\pi)^2 \int_{-R}^R \int_{-R}^R dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} du_1 dv_1 \times \\ &\quad \frac{1}{2} \left[ A(u_1, v_1) \left( 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma} \right) e^{-i[(u-u_1)kx + (v-v_1)ky + (\sigma-\sigma_1)t]} + \right. \end{aligned}$$

$$A^*(u_1, v_1) \left( 1 - \frac{\sigma_1}{\sigma} \right) e^{-i[(u+u_1)kx + (v+v_1)ky + (\sigma+\sigma_1)t]} \quad (78)$$

式中,  $\sigma$  是  $\sigma(u_1, v_1)$  的简写。因为  $k$  仍在处理中, 可设为

$$2\pi/k = 2R \quad (79)$$

对  $x$  和  $y$  积分后可得

$$\begin{aligned} A'(u, v; t) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(u_1, v_1) \left( 1 + \frac{\sigma_1}{\sigma} \right) \frac{\sin(u-u_1)\pi}{(u-u_1)\pi} \frac{\sin(v-v_1)\pi}{(v-v_1)\pi} e^{-i(\sigma-\sigma_1)t} du_1 dv_1 + \\ &\quad \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A^*(u_1, v_1) \left( 1 - \frac{\sigma_1}{\sigma} \right) \frac{\sin(u+u_1)\pi}{(u+u_1)\pi} \frac{\sin(v+v_1)\pi}{(v+v_1)\pi} e^{-i(\sigma+\sigma_1)t} du_1 dv_1 \\ &= I_1 + I_2 \end{aligned} \quad (80)$$

根据假设,  $\zeta$  的频谱中主要含有波长由式(65)给出的波段, 而且比  $2R$  要小。在式(79)里,  $A(u_1, v_1)$  随  $(u_1^2 + v_1^2)^{1/2}$  的变大而变大。但是,  $I_1$  和  $I_2$  分母中的因素会使得积分变小, 除非第一项中的  $(u_1, v_1)$  约等于  $(u, v)$ 、第 2 项中的  $(u_1, v_1)$  约等于  $(-u_1, -v_1)$ 。在各项中  $\sigma_1$  约等于  $\sigma$ , 这样  $I_2$  对全式的贡献就小, 则来自  $I_1$  的贡献为

$$A'(u, v; t) \doteq \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(u_1, v_1) \frac{\sin(u-u_1)\pi}{(u-u_1)\pi} \frac{\sin(v-v_1)\pi}{(v-v_1)\pi} e^{-i(\sigma-\sigma_1)t} du_1 dv_1 \quad (81)$$

虽然  $A'$  依赖于  $t$ , 但对  $\partial A'/\partial t, \partial^2 A'/\partial t^2, \dots$  的积分含有因素  $(\sigma-\sigma_1), (\sigma-\sigma_1)^2, \dots$  而后者在积分的关键区域  $(u, v)$  附近是小量。这些表达是小量, 而  $A'$  在数量上是变化缓慢的。

由式(75)可得

$$\begin{aligned} \frac{F}{\rho} &= \mathcal{R}(\pi/k)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (A'A'^* + A'A'_- e^{2iat}) dudv \\ &= -\mathcal{R}_4(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A'A'_- \sigma^2 e^{2iat} dudv \end{aligned} \quad (82)$$

在有限区域对  $F$  的表达则类似于在整个平面, 除了原始频谱  $A$  被新频谱  $A'$  代替。式(81)表示出  $A'$  是原始频谱中“邻近波元”的加权均值, 反过来说, 原始频谱中的各波元为新频谱的“邻近波元”做贡献。由式(65)和式(79)可见, 在  $S$  内部, 任何波元的波长在  $x$  轴上的截取数是  $u$ , 与之相关的数在  $y$  轴上是  $v$ 。在式(81)中, 扩散模型的宽度是自定义的单位。为此, “邻近波元”的波长在  $S$  中任何直径上的截取数与超过 2~3 个原始波元相应的数并无不同。

“平滑谱” $A'$  取代“尖锐谱” $A$ , 可能是考虑到我们没有能力从已知条件仅在一个有限区域去恰好地定义频谱。然而, 对实用来说, 平滑的量往往会在很大程度上影响  $F$  的频谱特征。

#### 四、强压缩水体中的波浪运动

在目前的研究中, 水还被当做是不可压缩的。而这种假设只是在扰动传播到



海底的时间要小于波浪的周期才是有效的,即

$$h/c \ll T \quad \text{or} \quad h \ll cT \quad (83)$$

式中,  $c$  是声音在水中的速度。因为海浪的深度往往有几千米,而  $c$  大约为  $1.4 \text{ km/s}$ ,  $T$  大约在  $5 \sim 20 \text{ s}$ , 这样条件式(83)不再满足。所以在实际中水的压缩必须是要考虑的。

在高压液体中的表面波浪,是 Pidduck(1910,1912)首先考虑的,并联系到一个脉冲向水面的传播。他的方法忽略了转移结果的平方项,所以仅仅是一种一次项理论。Whipple&Lee(1935)讨论了 Pidduck 得到的周期和波长的关系,表明周期为几秒的波浪可能存在两种类型。一方面,有一种运动非常接近非压缩液体的普通表面波浪,其中颗粒运移按指数向下衰减(一次项),这种可以称为“重力型波浪”。另一方面,还有一种主要由压缩介质控制的长波浪,并且在所有深度上很难衰减,这种可以称为“压缩型波浪”。Stoneley(1926)和 Scholte(1934)又增加考虑了海底的可塑性,这里同样有两种类型的波可以区分。

我们对压强的变化特别感兴趣,然而,对于二次项的研究,必须进行第二项近似。下面我们来考虑一种特别有意思的情况,一阶近似的运动就是重力型的驻波,而我们还将发现二阶近似的长压缩型波的出现。实际上,在二阶理论中,纯粹的重力型波和纯粹的压缩型波通常是没有的,这两种波离开对方是不能存在的。所以,作为一种补偿的平均,我们就是要区分相同重力但不同压缩的两种定义域,这就是控制因素。

### 1. 一般等式

采用直角坐标  $(x, y, z)$  与非扰动的自由海面,设  $y$  轴与波浪的顶部平行,  $z$  轴垂直向下,假定运动在  $x$  方向是周期性的并且以  $\lambda$  为波长。设  $z=h$  为坚硬海底的等式、 $z=\zeta$  为自由海面的等式,  $u$  = 速度、 $p$  = 压强、 $\rho$  = 密度,设  $p_s$  和  $\rho_s$  为  $p$  和  $\rho$  在自由海面上的值(常数),并假定黏性很小和速度是无旋的,则

$$u = -\text{grad}\varphi \quad (84)$$

我们还假定  $\rho$  仅仅是  $p$  的函数,则运动方程(Lamb 1932, § 20)可通过积分获得

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2}u^2 + gz - P = 0 \quad (85)$$

式中,  $\varphi$  含有一个关于时间  $t$  的任意函数,而

$$P = \int_{\rho_s}^{\rho} \frac{dp}{\rho} \quad (86)$$

最后我们假定,  $p$  与  $\rho$  有如下的关系

$$\frac{dp}{d\rho} = c^2 = \text{constant} \quad (87)$$

这就是说,声音的速度  $c$  在介质中是常数。由式(86)得

$$P = c^2 \int_{\rho_s}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = c^2 \log(\rho/\rho_s) \quad (88)$$

往下可写为

$$\frac{D\rho}{Dt} - \rho \nabla^2 \varphi = 0 \quad (89)$$

式中,  $D/Dt$  代表运动的微分。因为

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{D}{Dt} (\log \rho) \quad (90)$$

所以由式(88)得

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{c^2} \frac{DP}{Dt} \quad (91)$$

用式(85)和式(91)消去  $P$  得

$$\begin{aligned} c^2 \nabla^2 \varphi &= \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2} u^2 + gz \right) \\ &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) + u \cdot \text{grad} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - u \cdot \text{grad} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) - g \frac{\partial \varphi}{\partial z} \end{aligned} \quad (92)$$

而

$$u \cdot \text{grad} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = u \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\text{grad} \varphi) = - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) \quad (93)$$

因此得

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi - g \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) - u \cdot \text{grad} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) = 0 \quad (94)$$

这就是关于  $\varphi$  的微分方程。现在来考虑满足边界的条件。

在  $z=h$  的边界条件很简单

$$\left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=h} = 0 \quad (95)$$

在自由表面  $z=\zeta, p=p_s$ , 所以

$$P_{z=\zeta} = 0 \quad (96)$$

由式(85)可得

$$\left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2} u^2 + gz \right)_{z=\zeta} = 0 \quad (97)$$

因为在自由表面中的颗粒总是在自由表面上, 则

$$\left( \frac{DP}{Dt} \right)_{z=\zeta} = 0 \quad (98)$$

由式(91)得

$$(\nabla^2 \varphi)_{z=\zeta} = 0 \quad (99)$$

式(97)和式(99)在  $z=\zeta$  是满足的。为了更加方便, 可将其转换成在  $z=0$  处满足条件, 这样就可以将方程展开成以下泰勒级数:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2}u^2\right)_{z=0} + \zeta \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial z} - u \cdot \frac{\partial u}{\partial z} + g\right)_{z=0} + \dots = 0 \quad (100)$$

还有

$$(\nabla^2 \varphi)_{z=0} + \zeta \left(\frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 \varphi\right)_{z=0} + \dots = 0 \quad (101)$$

为了完全地来定义解,必须增加一个进一步的条件,假定起源位于非扰动的自由表面。因为自由水面下的物质与非扰动状态的物质相同,则

$$\int_0^\lambda dx \int_\zeta^h \rho dz = \int_0^\lambda dx \int_0^h \rho_0 dz \quad (102)$$

式中的下标 0 代表在非扰动状态中的值,式(102)可写为

$$\int_0^\lambda dx \int_\zeta^h (\rho - \rho_0) dz - \int_0^\lambda dx \int_0^\zeta \rho dz = 0 \quad (103)$$

在第二项中设  $\rho$  从  $z=0$  处展开泰勒级数,对  $z$  积分后得

$$\int_0^\lambda dx \int_0^h (\rho - \rho_0) dz - \int_0^\lambda dx \left[ \zeta \rho_{z=0} + \frac{1}{2} \zeta^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)_{z=0} + \dots \right] = 0 \quad (104)$$

根据式(85)和式(88), $\rho$  可以  $\varphi$  形式给出

$$\rho/\rho_s = e^{p/c^2} = e^{(\partial \varphi / \partial t - \frac{1}{2}u^2 + gz)/c^2} \quad (105)$$

所以得

$$\rho_0/\rho_s = e^{gz/c^2} \quad (106)$$

由式(87)可得

$$p - p_s = c^2(\rho - \rho_s) \quad (107)$$

$$p_0 - p_s = c^2 \rho_s e^{gz/c^2 - 1} \quad (108)$$

采用逐渐逼近的方法求解  $\varphi$ 。设

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2 + \dots \\ u &= \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots \\ \zeta &= \varepsilon \zeta_1 + \varepsilon^2 \zeta_2 + \dots \\ p - p_0 &= \varepsilon p_1 + \varepsilon^2 p_2 + \dots \\ \rho - \rho_0 &= \varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

式中, $\varepsilon$  是个小参数。代换式(94)、式(95)和式(101),并只考虑  $\varepsilon$  的一阶项,得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi_1 - g \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} &= 0 \\ \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=h} &= 0 \\ (\nabla^2 \varphi_1)_{z=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

由式(84)、式(100)、式(105)和式(107),得

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= -\text{grad}\varphi_1 \\ g\zeta_1 &= -\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)_{z=0} \\ p_1/\rho_s &= c^2\rho_1/\rho_s = \frac{\partial\varphi_1}{\partial t}e^{2\gamma z} \end{aligned} \right\} \quad (111)$$

式中,  $\gamma = g/2c^2$ 。类此地进行第二个近似得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2\varphi_2}{\partial t^2} - c^2\nabla^2\varphi_2 - g\frac{\partial\varphi_2}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial t}(u_1^2) \\ \left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}\right)_{z=h} &= 0 \\ (\nabla^2\varphi_2)_{z=0} &= -\zeta_1\left(\frac{\partial}{\partial z}\nabla^2\varphi_1\right)_{z=0} \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

以及

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= -\text{grad}\varphi_2 \\ g\zeta_2 &= -\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} - \frac{1}{2}u_1^2\right)_{z=0} - \zeta_1\left(\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial z\partial t}\right)_{z=0} \\ p_2/\rho_s &= c^2\rho_2/\rho_s = \left[\frac{\partial\varphi_2}{\partial t} - \frac{1}{2}u_1^2 + \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)^2\right]e^{2\gamma z} \end{aligned} \right\} \quad (113)$$

在式(104)中代换  $\rho$  和  $\zeta$  以及相等的系数  $\epsilon$  和  $\epsilon^2$ , 可在  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  上获得进一步的条件

$$2\gamma\int_0^\lambda dx\int_0^h dz\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}e^{2\gamma z} + \int_0^\lambda dx\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)_{z=0} = 0 \quad (114)$$

以及

$$\begin{aligned} 2\gamma\int_0^\lambda dx\int_0^h dz\frac{\partial\varphi_2}{\partial t}e^{2\gamma z} + \int_0^\lambda dx\left(\frac{\partial\varphi_2}{\partial t}\right) &= 2\gamma\int_0^\lambda dx\int_0^h dz\left[\frac{1}{2}u_1^2 - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)^2\right]e^{2\gamma z} + \\ &\int_0^\lambda dx\left[\frac{1}{2}u_1^2 + \frac{1}{g}\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial z\partial t} - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)^2\right]_{z=0} \end{aligned} \quad (115)$$

假设  $\varphi$  和  $\zeta$  是周期函数并满足式(94)、式(95)、式(100)和式(101), 如果  $P$  和  $\rho$  由式(105)定义, 则这些方程也暗含了式(89)、式(96)和式(98)。假设  $\text{grad} P$  不总等于 0, 则式(96)和式(98)表示  $z = \zeta$  是随液体运动的表面。但是由于式(89)的连续性是满足的, 使得式(102)、式(103)或式(104)的左边几乎是个常数。因此式(110)的周期解  $\varphi_1 = \varphi_1^*$  必须使得式(114)的左边是个常数, 称为  $C_1^*$ 。这样式(114)的解就是

$$\varphi_1 = \varphi_1^* - C_1^* e^{-2\gamma h t} \quad (116)$$

这也是满足式(110)的。因此如果  $\varphi_1^*$  是式(110)的周期解, 那式(110)和式(114)所有四个方程的解就可以通过在  $\varphi_1^*$  中加入多个  $t$  的常数(也就是增加统一的压强)。类似地, 如果  $\varphi_2^*$  是式(112)的周期解, 那式(112)和式(115)所有四个方程的

解就可以通过在  $\varphi_2^*$  中加入多个  $t$  的常数。这些结果可以直接得到核实,方法是在式(114)和式(115)中对  $t$  微分,或者用式(110)和式(112)。

## 2. 一阶近似与周期方程

假设  $\varphi_1$  是以下形式的简单行波

$$\varphi_1 = Z(z)e^{i(kx + \sigma t)} \quad (117)$$

式中,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\sigma = 2\pi/T$ , 而  $Z$  仅仅是  $z$  的函数, 即

$$z = e^{-\gamma z} Z_1(z) \quad (118)$$

替换式(110)中的第一项, 得

$$\frac{d^2 Z_1}{dz^2} - \alpha^2 Z_1 = 0 \quad (119)$$

式中

$$\alpha^2 = k^2 - \sigma^2/c^2 + \gamma^2 \quad (120)$$

假定  $\alpha \neq 0$  得

$$Z_1 = Ae^{\alpha z} + Be^{-\alpha z} \quad (121)$$

式中,  $A$  和  $B$  都是常数, 所以

$$\varphi_1 = [Ae^{-(\gamma-\alpha)z} + Be^{-(\gamma+\alpha)z}]e^{i(kx + \sigma t)} \quad (122)$$

从式(110)中的最后两项, 可得到  $A$  和  $B$  的两个同步方程

$$\left. \begin{aligned} -(\gamma-\alpha)e^{-(\gamma-\alpha)h}A - (\gamma+\alpha)e^{-(\gamma+\alpha)h}B &= 0 \\ \{(\gamma-\alpha)^2 - k^2\}A + \{(\gamma+\alpha)^2 - k^2\}B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (123)$$

设  $\Delta(\sigma, k)$  为这些方程的最终表达, 则

$$\begin{aligned} \Delta(\sigma, k) &= -(\gamma-\alpha)\{(\gamma+\alpha)^2 - k^2\}e^{-(\gamma-\alpha)h} + (\gamma+\alpha)\{(\gamma-\alpha)^2 - k^2\}e^{-(\gamma+\alpha)h} \\ &= 2e^{-\gamma h}[\gamma(\gamma^2 - \alpha^2 - k^2)\sinh \alpha h + \alpha(\gamma^2 - \alpha^2 + k^2)\cosh \alpha h] \end{aligned} \quad (124)$$

为了使式(123)的非零解能够存在, 必须消去  $\Delta(\sigma, k)$ , 则

$$f(\alpha h) \equiv \alpha h \coth \alpha h - P(\alpha h)^2 - Q = 0 \quad (125)$$

$$P = \frac{g}{h\sigma^2}, \quad Q = \gamma h(1 - P\gamma h) \quad (126)$$

如果给出  $\sigma$  和  $h$ , 由式(125)就可决定  $\alpha$ , 然后得到  $k$  和  $\lambda$ 。当  $\alpha h$  趋向 0 时,  $f$  趋向极限值  $(1-Q)$ , 该值已被假定是正的。当  $\alpha h$  很大并为正而  $f(\alpha h)$  为负时, 设  $\eta = \alpha^2 h^2$ , 如果  $\alpha$  为实数, 则很容易表示  $d^2 f/d\eta^2$  总为负, 这样  $f$  就仅仅是一个为正的零值, 与重力型的波相对应。还有一种无限的虚数 0, 与压缩型的波相对应 (Whipple & Lee 1935)。这也说明了在  $f(\alpha h)$  中没有复数 0。

我们假定  $\alpha$  是式(125)的正实根, 因为  $f(\alpha h)$  在式(127)中是正数

$$\gamma^2 < \alpha^2, \quad k^2 > \sigma^2/c^2 > 0 \quad (127)$$

这样所对应的  $k$  值就是实数了。于是从式(123)可得

$$\varphi_1 = [(\gamma+\alpha)e^{-\alpha h - (\gamma-\alpha)z} - (\gamma-\alpha)e^{\alpha h - (\gamma+\alpha)z}]e^{i(kx + \sigma t)} \quad (128)$$

这个解也满足式(114)。因为这个方程的一次近似是线性的,任意解的和也是方程的解。一次近似是

$$\varphi_1 = [(\gamma + \alpha)e^{-ah - (\gamma - \alpha)z} - (\gamma - \alpha)e^{ah - (\gamma + \alpha)z}] [b_1 \sin(kx - \sigma t) + b_2 \sin(kx + \sigma t)] \quad (129)$$

代表两种同波长但对向行进的波。

### 3. 二次近似

代换式(112)和式(115),并且简化之后,可得关于下列关于  $\varphi_2$  的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi_2 - g \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = & [C^{(2)} e^{-2(\gamma - \alpha)z} + C^{(2)} e^{-2(\gamma + \alpha)z} - 2C^{(3)} e^{-2\gamma z}] \\ & [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + \\ & [C^{(4)} e^{-2(\gamma - \alpha)z} + C^{(5)} e^{-2(\gamma + \alpha)z} - C^{(6)} e^{-2\gamma z}] 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t \quad (130) \end{aligned}$$

$$\left( \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right)_{z=h} = 0 \quad (131)$$

$$(\nabla^2 \varphi_2)_{z=0} = D [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t) + 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t] \quad (132)$$

$$2\gamma \int_0^\lambda dx \int_0^h dz \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} e^{2\gamma z} + \int_0^\lambda dx \left( \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} \right)_{z=0} = E^{(1)} (b_1^2 + b_2^2) + E^{(2)} 2b_1 b_2 \cos 2\sigma t \quad (133)$$

式中的  $C^{(1)}, C^{(2)}, \dots, C^{(6)}, D$  和  $E^{(1)}$  是常数,由式(134)给出

$$\left. \begin{aligned} C^{(1)} &= -\sigma \{ (\gamma - \alpha)^2 - k^2 \} (\gamma + \alpha)^2 e^{-2ah}, & C^{(4)} &= -\sigma \{ (\gamma - \alpha)^2 + k^2 \} (\gamma + \alpha)^2 e^{-2ah}, \\ C^{(2)} &= -\sigma \{ (\gamma + \alpha)^2 - k^2 \} (\gamma - \alpha)^2 e^{2ah}, & C^{(5)} &= -\sigma \{ (\gamma + \alpha)^2 + k^2 \} (\gamma - \alpha)^2 e^{2ah}, \\ C^{(3)} &= -\sigma \{ \gamma - \alpha^2 - k^2 \} (\gamma^2 - \alpha^2), & C^{(6)} &= -\sigma \{ \gamma^2 - \alpha^2 + k^2 \} (\gamma^2 - \alpha^2) \end{aligned} \right\} \quad (134)$$

$$D = -\frac{4\sigma}{g} \gamma \alpha^2 (\gamma^2 - \alpha^2), \quad E^{(1)} = -\lambda \alpha^2 (\gamma^2 - \alpha^2) \quad (135)$$

上式中并没有要求  $E^{(2)}$  的值。略去式(130)的右边代换得

$$\begin{aligned} \varphi_2 = & [F^{(1)} e^{-2(\gamma - \alpha)z} + F^{(2)} e^{-2(\gamma + \alpha)z} - 2F^{(3)} e^{-2\gamma z}] [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + \\ & [F^{(4)} e^{-2(\gamma - \alpha)z} + F^{(5)} e^{-2(\gamma + \alpha)z} - 2F^{(6)} e^{-2\gamma z}] 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t + \varphi_2' \quad (136) \end{aligned}$$

式中

$$\left. \begin{aligned} F^{(1)} &= \frac{C^{(1)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 \{ (\gamma - \alpha)^2 - k^2 \} + 2g(\gamma - \alpha)} \\ F^{(2)} &= \frac{C^{(2)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 \{ (\gamma + \alpha)^2 - k^2 \} + 2g(\gamma + \alpha)} \\ F^{(3)} &= \frac{C^{(3)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 (\gamma^2 - \alpha^2) + 2g\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (137)$$

$$\left. \begin{aligned} F^{(4)} &= \frac{C^{(4)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 (\gamma - \alpha)^2 + 2g(\gamma - \alpha)} \\ F^{(5)} &= \frac{C^{(5)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 (\gamma + \alpha)^2 + 2g(\gamma + \alpha)} \\ F^{(6)} &= \frac{C^{(6)}}{-4\sigma^2 - 4c^2 \gamma^2 + 2g\gamma} \end{aligned} \right\} \quad (138)$$

这样就得到

$$\frac{\partial^2 \varphi_2'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \varphi_2' - g \frac{\partial \varphi_2'}{\partial z} = 0 \quad (139)$$

$$\left( \frac{\partial \varphi_2'}{\partial z} \right)_{z=h} = G^{(1)} [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + G^{(2)} 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t \quad (140)$$

$$\begin{aligned} (\nabla^2 \varphi_2')_{z=0} = & (D + H^{(1)}) [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + \\ & (D + H^{(2)}) 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t \end{aligned} \quad (141)$$

$$2\gamma \int_0^\lambda dx \int_0^h dz \frac{\partial \varphi_2'}{\partial t} e^{2\gamma z} + \int_0^\lambda dx \left( \frac{\partial \varphi_2'}{\partial t} \right)_{z=0} = E^{(1)} (b_1^2 + b_2^2) + (E^{(2)} + I) 2b_1 b_2 \cos 2\sigma t \quad (142)$$

式中

$$\begin{aligned} G^{(1)} = & 2(\gamma - \alpha) e^{-2(\gamma - \alpha)h} F^{(1)} + 2(\gamma + \alpha) e^{-2(\gamma + \alpha)h} F^{(2)} - 4\gamma e^{-2\gamma h} F^{(3)} \\ G^{(2)} = & 2(\gamma - \alpha) e^{-2(\gamma - \alpha)h} F^{(4)} + 2(\gamma + \alpha) e^{-2(\gamma + \alpha)h} F^{(5)} - 4\gamma e^{-2\gamma h} F^{(6)} \end{aligned} \quad (143)$$

$$\begin{aligned} H^{(1)} = & -4\{(\gamma - \alpha)^2 - k^2\} F^{(1)} - 4\{(\gamma + \alpha)^2 - k^2\} F^{(2)} + 8(\gamma^2 - k^2) F^{(3)} \\ H^{(2)} = & -4(\gamma - \alpha)^2 F^{(1)} - 4(\gamma + \alpha)^2 F^{(5)} + 8\gamma^2 F^{(6)} \end{aligned} \quad (144)$$

可写成

$$\begin{aligned} \varphi_2' = & [J^{(1)} e^{-(\gamma - \alpha')z} + J^{(2)} e^{-(\gamma + \alpha')z}] [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + \\ & [J^{(3)} e^{-(\gamma - \alpha'')z} + J^{(4)} e^{-(\gamma + \alpha'')z}] 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t + \varphi_2'' \end{aligned} \quad (145)$$

$$\alpha'^2 = 4k^2 - 4\sigma^2/c^2 + \gamma^2, \quad \alpha''^2 = -4\sigma^2/c^2 + \gamma^2 \quad (146)$$

$J^{(1)}, J^{(2)}, J^{(3)}$  和  $J^{(4)}$  被选来去减少式(140)和式(141)的右边趋于0, 必须有

$$\begin{aligned} -(\gamma - \alpha') e^{-(\gamma - \alpha')h} J^{(1)} - (\gamma + \alpha') e^{-(\gamma + \alpha')h} J^{(2)} = & G^{(1)} \\ \{(\gamma - \alpha')^2 - 4k^2\} J^{(1)} + \{(\gamma + \alpha')^2 - 4k^2\} J^{(2)} = & D + H^{(1)} \end{aligned} \quad (147)$$

$$\begin{aligned} -(\gamma - \alpha'') e^{-(\gamma - \alpha'')h} J^{(3)} - (\gamma + \alpha'') e^{-(\gamma + \alpha'')h} J^{(4)} = & G^{(2)} \\ (\gamma - \alpha'')^2 J^{(3)} + (\gamma + \alpha'')^2 J^{(4)} = & D + H^{(2)} \end{aligned} \quad (148)$$

给出

$$\begin{aligned} J^{(1)} = & \frac{\{(\gamma + \alpha')^2 - 4k^2\} G^{(1)} + (\gamma + \alpha') e^{-(\gamma + \alpha')h} (D + H^{(1)})}{\Delta(2\sigma, 2k)} \\ J^{(2)} = & -\frac{\{(\gamma - \alpha')^2 - 4k^2\} G^{(1)} + (\gamma - \alpha') e^{-(\gamma - \alpha')h} (D + H^{(1)})}{\Delta(2\sigma, 2k)} \end{aligned} \quad (149)$$

$$\begin{aligned} J^{(3)} = & \frac{(\gamma + \alpha'')^2 G^{(2)} + (\gamma + \alpha'') e^{-(\gamma + \alpha'')h} (D + H^{(2)})}{\Delta(2\sigma, 0)} \\ J^{(4)} = & -\frac{(\gamma - \alpha'')^2 G^{(2)} + (\gamma - \alpha'') e^{-(\gamma - \alpha'')h} (D + H^{(2)})}{\Delta(2\sigma, 0)} \end{aligned} \quad (150)$$

式中

$$\begin{aligned} \Delta(2\sigma, 2k) = & -2e^{-\gamma h} [\gamma(\gamma^2 - \alpha'^2 - 4k^2) \sinh \alpha' h + \alpha'(\gamma^2 - \alpha'^2) \cosh \alpha' h] \\ \Delta(2\sigma, 0) = & -2e^{-\gamma h} [\gamma(\gamma^2 - \alpha''^2) \sinh \alpha'' h + \alpha''(\gamma^2 - \alpha''^2) \cosh \alpha'' h] \end{aligned} \quad (151)$$

$\Delta(2\sigma, 2k)$  和  $\Delta(2\sigma, 0)$  都不能消失, 如果  $\theta$  是实数, 则有

$$\Delta(\theta\sigma, \theta k) = -2e^{-\gamma h} \sinh \beta h [\gamma(1 - 2k^2 c^2 / \sigma^2) + \beta \coth \beta h] \theta^2 \sigma^2 / c^2 \quad (152)$$

$$\beta^2 = \theta^2 (k^2 - \sigma^2 / c^2) + \gamma^2 \quad (153)$$

因为在式(127)中  $(k^2 - \sigma^2 / c^2)$  是正值, 而  $\beta^2$  也是正值,  $\theta^2$  为增加函数。但当  $\beta^2 > 0$  时  $\beta \coth \beta h$  是  $\beta^2$  的增加函数, 所以也是  $\theta^2$  的增加函数。式(152)表明, 如果有超过一个的正值  $\theta$ ,  $\Delta(\theta\sigma, \theta k)$  就不会消失。因为  $\Delta(\sigma, k)$  消失, 所以  $\Delta(2\sigma, 2k)$  不会消失。

另一方面,  $\Delta(2\sigma, 0)$  为 0 的可能性是很大的, 其物理意义在后面会讨论。现在我们先假定  $\Delta(2\sigma, 0)$  是不为 0 的。

选择  $J^{(1)}$  后, 我们就有关于  $\varphi_2''$  的如下方程

$$\left. \begin{aligned} \partial^2 \varphi_2'' - c^2 \nabla^2 \varphi_2'' - g \frac{\partial \varphi_2''}{\partial z} &= 0 \\ \left( \frac{\partial \varphi_2''}{\partial z} \right)_{z=h} &= 0 \\ (\nabla^2 \varphi_2'')_{z=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (154)$$

$$2\gamma \int_0^\lambda dx \int_0^h dz \frac{\partial \varphi_2''}{\partial t} e^{2\gamma z} + \int_0^\lambda dx \left( \frac{\partial \varphi_2''}{\partial t} \right)_{z=0} = E^{(1)} (b_1^2 + b_2^2) + (E^{(2)} + I + K) 2b_1 b_2 \cos 2\sigma t \quad (155)$$

式中,  $K$  是个常数。式(112)和式(114)四个方程的解可以由式(112)的任意解加入一个数倍于  $t$  的常数而获得。同理由减法, 式(154)和式(155)四个方程的解, 可以由式(154)的任意解加入一个数倍于  $t$  的常数而获得。但式(154)满足  $\varphi_2'' = 0$ 。因此得到

$$\varphi_2'' = C'' t \quad (156)$$

代换式(155)得

$$\lambda e^{2\gamma h} C'' = E^{(1)} (b_1^2 + b_2^2) \quad (157)$$

已经指出过

$$E^{(2)} + I + K = 0 \quad (158)$$

所以最后得

$$\begin{aligned} \varphi_2 = & [F^{(1)} e^{2a\alpha} + F^{(2)} e^{-2a\alpha} - 2F^{(3)}] e^{-2\gamma z} [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + \\ & [F^{(4)} e^{2a\alpha} + F^{(5)} e^{-2a\alpha} - 2F^{(6)}] e^{-2\gamma z} 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t + [J^{(1)} e^{a'z} + J^{(2)} e^{-a'z}] e^{-\gamma z} \\ & [b_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - b_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] + [J^{(3)} e^{a''z} + J^{(4)} e^{-a''z}] e^{-\gamma z} 2b_1 b_2 \sin 2\sigma t + \\ & E^{(1)} k^{-1} e^{-2\gamma h} (b_1^2 + b_2^2) t \end{aligned} \quad (159)$$

#### 4. 讨 论

对于海浪来说取

$$\begin{aligned} g &= 0.98 \times 10^3 \text{ cm/sec}, \quad c = 1.4 \times 10^5 \text{ cm/sec} \\ \sigma &= 0.5 \text{ sec}^{-1}, \quad h < 10^6 \text{ cm} \end{aligned} \quad (160)$$



于是给出

$$P_{yh} = 1.0 \times 10^{-4}, \quad \gamma h < 2.5 \times 10^{-2} \quad (161)$$

$$Q = \gamma h(1 - P_{yh}) < 2.5 \times 10^{-2} \quad (162)$$

因为对于  $\alpha$  的所有的实数值来说  $\alpha \coth \alpha h \geq 1$ , 式(126)表明  $P_{ah}$  与  $\coth \alpha h$  是同一阶次的, 因此

$$\gamma/\alpha = P_{yh}/P_{ah} \triangleq 10^{-4} \quad (163)$$

可将式(159)中的常数通过以  $\gamma/\alpha$  加权的方法进行扩展。由式(126)可得

$$\coth \alpha h = P_{ah}[1 + O(\gamma/\alpha)] \quad (164)$$

所以

$$\sigma^2/c^2 = 2\gamma\alpha/P_{ah} = 2\gamma\alpha \tanh \alpha h [1 + O(\gamma/\alpha)] \quad (165)$$

$$k^2 = \alpha^2 [1 + 2(\gamma/\alpha) \tanh \alpha h + O(\gamma/\alpha)^2] \quad (166)$$

因此, 仅保留  $\gamma/\alpha$  的最高阶次, 可得

$$\left. \begin{aligned} F^{(1)} &= \frac{\gamma\alpha^3 e^{-\alpha h} \sinh \alpha h}{\sigma \cosh^2 \alpha h}, & F^{(4)} &= \frac{\gamma\alpha^3}{\sigma} e^{-2\alpha h} \tanh \alpha h \\ F^{(2)} &= \frac{\gamma\alpha^3 e^{\alpha h} \sinh \alpha h}{\sigma \cosh^2 \alpha h}, & F^{(5)} &= \frac{\gamma\alpha^3}{\sigma} e^{2\alpha h} \tanh \alpha h \\ F^{(3)} &= -\frac{\gamma\alpha^3}{\sigma} \tanh \alpha h, & F^{(6)} &= -\frac{\gamma\alpha^3}{2\sigma} \tanh \alpha h \end{aligned} \right\} \quad (167)$$

$$\left. \begin{aligned} J^{(1)} &= -\frac{3\alpha^4 e^{-\alpha h}}{4\sigma \sinh^2 \alpha h}, & J^{(3)} &= \frac{\alpha^4 e^{-\alpha h} \cosh 3\alpha h}{\sigma \cosh \alpha h \cosh \alpha h} \\ J^{(2)} &= -\frac{3\alpha^4 e^{\alpha h}}{4\sigma \sinh^2 \alpha h}, & J^{(4)} &= \frac{\alpha^4 e^{\alpha h} \cosh 3\alpha h}{\sigma \cosh \alpha h \cosh \alpha h} \end{aligned} \right\} \quad (168)$$

$$E^{(1)} = \lambda\alpha^4, \quad \alpha'^2 = 4\alpha^2, \quad \alpha''^2 = -4\sigma^2/c^2 \quad (169)$$

当  $b_1, b_2 \neq 0$  时, 式(159)中的前两项比起第四项来说是可以忽略的。如果也忽略  $\gamma h, \alpha h, \alpha' h, \alpha'' h$  和  $e^{\alpha h}$  阶次的量(不包括  $(\gamma\alpha)^{\frac{1}{2}} h$ ), 代之以  $kh, 2kh, 2i\sigma h/c$  和  $I$ , 可得

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (170)$$

$$\varphi_1 = \frac{\sigma \cosh k(z-h)}{k \sinh kh} [a_1 \sin(kx - \sigma t) - a_2 \sin(kx + \sigma t)] \quad (171)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= -\frac{3\sigma \cosh 2k(z-h)}{8 \sinh^4 kh} [a_1^2 \sin 2(kx - \sigma t) - a_2^2 \sin 2(kx + \sigma t)] - \\ &\quad \frac{\sigma \cosh 3kh}{8 \sinh^2 kh \cosh kh} \frac{\cos 2\sigma(z-h)/c}{\cos 2\sigma h/c} 2a_1 a_2 \sin 2\sigma t + \frac{\sigma}{4} \frac{a_1^2 + a_2^2}{\sinh^2 kh} \sigma t \end{aligned} \quad (172)$$

式中

$$a_1 = \frac{\sigma}{2k^2 \sinh kh} b_1, \quad a_2 = -\frac{\sigma}{2k^2 \sinh kh} b_2 \quad (173)$$

设  $\lambda_g$  和  $\lambda_c$  各自代表重力波和压缩波的波长, 于是

$$\lambda_g = 2\pi/k, \quad \lambda_c = 2\pi c/\sigma, \quad \lambda_g/\lambda_c = (\gamma/\alpha)^{\frac{1}{2}} \tanh^{\frac{1}{2}} ah \quad (174)$$

当  $z$  小于  $\frac{1}{2}\lambda_g$  时, 方程式(170)、式(171)和式(172)表明运动独立于  $c$ , 所以不受水体压缩的影响。当  $z$  与  $\lambda_g$  相当时,  $e^{-kz}$  和  $e^{-kh}$  都很小, 这样由式(172)可得压力  $p_2$  的公式为

$$\frac{p_2}{\rho_s} = -2a_1 a_2 \sigma^2 \cos 2\sigma t \quad (175)$$

最后, 当  $z$  与  $\lambda_c$  的阶次相同时, 运动减小为压缩波

$$\varphi_2 = -\frac{\sigma \cos 2\sigma(z-h)/c}{\cos 2\sigma h/c} \sin 2\sigma t \quad (176)$$

可将这种波看成是由离散压力振动式(175)生成的。当  $\cos 2\sigma h/c$  或  $\Delta(2\sigma, 0)$  为 0 时,  $\varphi_2$  便成为无限, 这是一种对应于回声的现象。回声的必要条件是

$$2\sigma h/c \doteq \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (177)$$

深度应该是  $\left(\frac{1}{2}n + \frac{1}{4}\right)$  倍的压缩波式(176)的波长。

所以海洋可以分为两个区域: 第一个区域是表面层, 其厚度与  $\lambda_g$  同阶, 该区域的运动仅由重力控制, 而水体总的来说是不可压缩的; 第二个区域是海洋的主体, 该区域的运动较小, 由压缩控制。这两个区域的区别或许在更一般的波浪运动中也是有效的。在式(94)中, 重力项  $g\partial\varphi/\partial z$  比起压缩项  $c^2 \nabla^2\varphi$  要小。只有在自由水面附近, 此处  $\nabla^2\varphi$  消失了(式(99)), 重力占主要地位。在深度为  $\lambda_g$  处, 也就是表面层的较低处, 压力振动为  $\rho\sigma^2 a^2$  阶次,  $a$  是自由水面振幅的平均值。这样就会产生压缩波, 位移为  $a^2/\lambda_c$  量级。后面我们将与表面层中心的重力所产生的垂直位移进行比较, 其量级为  $a^2/\lambda_g$ , 所以不影响表面层的运动。

## 五、源于海面波浪的陆地位移

第 5 部分将估计因海洋风暴引起的陆地位移。由于观测不是在风暴区本身进行, 所以无法考虑海地因向前进进的波链所引起的位移。风暴更确切的说是一种在有限区域的扰动, 其能量以所有方向向外传播。

地震波的海底的速度可以与声波在水中的速度进行比较。第 4 部分中的总的结论对于将海底的弹性考虑在内也基本是正确的。在深度为  $\frac{1}{2}\lambda_g$  的海面给定面积上的压力平均值可由第 3 部分中得到, 将压力扰动施于海面之上, 就可计算出弹性波的振幅。因为  $\lambda_g/\lambda_c$  的量级是  $10^{-2}$ , 风暴区的面积可被区分为正方形  $S$ , 其边长  $2R$  与  $\lambda_g$  相比是很大的,  $\lambda_g$  小于海底里的弹性波波长的一半。这样, 任意正方形  $S$  内的压缩波的振幅, 将与  $S$  内的总力集中在  $S$  中心点的结果一样。整个风

暴所引起的位移可根据不同正方形的能量之和获得。

### 1. 集中力引起的位移

设海洋模型的深度为常数  $h$ 、海底的密度和弹性是均匀的。因此可以用弹性波的一阶理论用在这种模型上,这种方法首先是 Stoneley(1926)采用的,而集中力作用在水面的方法是 Scholte(1943)建立的。采用 Sommerfeld(1909)和 Jeffreys(1926)的外形积分方法来估算初步结果。

设  $\rho_1$  和  $\rho_2$  为水和海底的密度、 $c = \alpha_1$  为声音在水中的速度、 $\alpha_2$  和  $\beta_2$  为压缩波和扭曲波在海底里的速度。如果震荡力  $e^{i\omega t}$  施加在该区域水体的表面,海底的垂直位移(向下)是由 Scholte(1943)给出的

$$W(\sigma, r)e^{i\omega t} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(\xi r) \xi d\xi}{\rho_2 \sigma^2 G(\xi)} e^{i\omega t} \quad (178)$$

式中,  $r$  是到该区域的水平距离,  $J_0$  是第一类贝塞尔函数的零阶项,  $G(\xi)$  为

$$G(\xi) = (\beta_2/\sigma)^4 [(2\xi^2 - \sigma^2/\beta_2^2)^2 (\xi^2 - \sigma^2/\alpha_2^2)^{-\frac{1}{2}} - 4\xi^2 (\xi^2 - \sigma^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}] \\ \cosh(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} h + (\rho_1/\rho_2) (\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{-\frac{1}{2}} \sinh(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} h \quad (179)$$

为了保证在无限深度的形变是有界的,式(179)中的根号项必须选择,使得实数部分  $(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_2^2)^{\frac{1}{2}}$  和  $(\xi^2 - \sigma^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}$  为正值或零,这一开始就限制了将 Riemann 表面边界简化为

$$\Re(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_2^2)^{\frac{1}{2}} = 0, \quad \Re(\xi^2 - \sigma^2/\beta_2^2)^{\frac{1}{2}} = 0 \quad (180)$$

选择  $(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}}$  的符号是不重要的,因为  $(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} h$  和  $(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} \sinh(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} h$  都是  $\xi$  的单值函数,对所有点进行分析。

当  $\sigma$  是实数时,式(178)中的积分是不确定的,因为在实数轴的中心点  $G(\xi)$  消失了。为了得到一个正确的说明,假定  $\sigma$  是复数,并使得  $\arg \sigma$  的极限趋向 0。由于  $\arg \sigma$  从正值和负值趋向于 0,最终的结果包含聚集波和分散波。因为所要求的波是分散波,故选择后者。不难看出,当  $-\frac{1}{2}\pi < \arg \sigma < 0$  时,在区间  $0 \leq \arg \xi \leq \frac{1}{2}\pi - 0$  中  $G(\xi)$  是没有零值的,所以没有零值在实数轴上,并且当  $\arg \sigma$  趋向 0 取极限时,  $G$  的零值从下方接近实数轴。因此式(178)中的积分路径预期在实数轴之上靠近  $G$  的零值(见图 1(b))。式(180)的简化式在  $\xi$  平面上就是矩形双曲线的弧,当  $\arg \sigma$  趋向 0 时,从下方接近正轴(见图 1(a))。因此积分路径应该沿着简化式的上面。

为了估算式(178)右边的值得

$$J_0(\xi r) = \frac{1}{2} [H_{s_0}(\xi r) + H_{i_0}(\xi r)] \quad (181)$$

(符号见 Jeffreys & Jeffreys 1946, p. 544) 积分分为两部分。当  $\sigma$  为实数时,可见

$G$  没有复数零。对含有  $H_{s_0}$  的部分来说, 积分路线会变形到虚轴上 0 至  $i\infty$  区间, 并伴随在第一四边形中无限半径的弧。对含有  $H_{i_0}$  的部分来说, 积分路线会变形到(a)虚轴上的 0 至  $-i\infty$ 、(b)靠近简化式在  $\xi$  平面上的  $\Gamma$  路线(图 1(c))、(c)靠近  $G(\xi)$  零值的顺时针小环线、(d)在第四四边形的无限半径的弧。沿虚轴的积分贡献是相等和相对的, 同时, 由(Jeffreys & Jeffreys 1946)

$$H_{s_0}(z) \sim \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i(z-\frac{1}{4}\pi)}, \quad H_{i_0}(z) \sim \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-i(z-\frac{1}{4}\pi)} \quad (182)$$

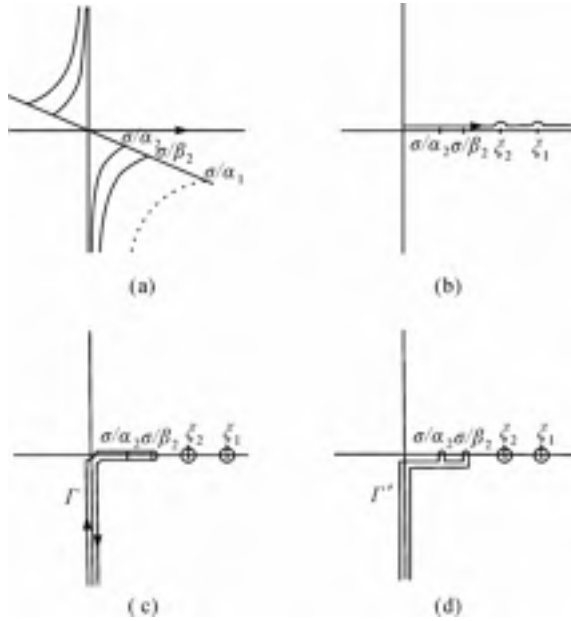


图 1  $\xi$  平面上的积分路线

对于较大的  $|z|$  和  $-\pi + \epsilon \leq \arg z \leq \pi - \epsilon$  来说, 积分沿两无限弧长趋向零值。由图 1d 中  $\Gamma$  路线的轻微变形, 不难看出, 当  $r$  较大时, 这一部分的积分贡献至少以  $r^{-\frac{5}{2}}$  快速减小。因此主要的贡献来自零值的邻域, 为  $-2\pi i$  倍的被积函数的残留之和。用  $H_{i_0}$  的渐近线公式代换得

$$W(\sigma, r) e^{i\sigma t} \sim \frac{\sigma^{\frac{1}{2}}}{\rho_2 \beta_2^{5/2} (2\pi r)^{\frac{1}{2}}} \sum_{m=1}^N c_m e^{i[\sigma - \xi_m r + (m + \frac{1}{4})\pi]} \quad (183)$$

$$c_m = (-)^m \frac{(\beta_2/\sigma)^{5/2} \xi_m^{1/2}}{dG(\xi_m)/d\xi_m} \quad (184)$$

$\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N$  代表在强度减小过程中的  $G(\xi)$  的正零值。可以看出, 当  $\alpha_1 < \beta_2$  时, 所有的零点都大于  $\sigma/\beta_2$ 。  $G(\xi)$  的零点分别将  $\cosh(\xi^2 - \sigma^2/\alpha_1^2)^{\frac{1}{2}} h$  的零点分开, 如果后面的函数在区间  $\sigma/\beta_2 < \xi < \infty$  有  $n$  个零点, 则  $N$  等于  $n$  或  $(n+1)$ 。当  $\sigma/\beta_2$  较小

时,则只有一个零点  $\xi_1$ 。

式(183)中的各项代表一个波长为  $2\pi/\xi_m$  的分散波,其振幅正比于  $c_m$ 。在图 2 中  $c_1, c_2, c_3, c_4$  是针对  $\sigma h/\beta_2$  的绘图并采用以下内容

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= 1.0 \text{ g/cm}^3, & \alpha_1 &= 1.4 \text{ km/sec}, \\ \rho_2 &= 2.5 \text{ g/cm}^3, & \beta_2 &= 2.8 \text{ km/sec} \end{aligned} \right\} \quad (185)$$

以及 Poisson 假说中的  $\alpha_2 = \sqrt{3}\beta_2$ 。

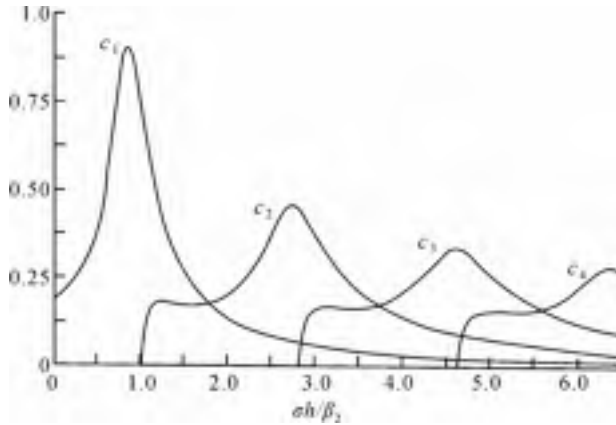


图 2 以深度  $h$  的函数表示的海底垂直形变的振幅

与  $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$  相对应的值由表 1 给出。 $c_1$  的值快速增加并在  $\sigma h/\beta_2 = 0.85$  处达到最大值,然后最终落至 0。最大值发生在深度约 0.27 倍压缩波的波长处,可以解释成回声的影响。有限振幅是因为能量在远离扰动源的地方发生。当  $\sigma h/\beta_2 = 2.7, 4.1, 6.3$  时,  $c_2, c_3, c_4$  显示出类似的回波峰。也有最大值出现在各曲线以前的部分。群速度曲线有两个固定值(Press & Ewing 1948),并没有恰好同时出现在图 2 的最大值中。

定义  $\overline{W^2}$  为式(183)中的和项

$$\overline{W} = \frac{\sigma^{\frac{1}{2}}}{\rho_2 \beta^{\frac{5}{2}} (2\pi r)^{\frac{1}{2}}} \left[ \sum_{m=1}^N c_m^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (186)$$

## 2. 引起陆地位移的波的频谱

由式(82)可知,在给定正方形  $S$  中的波的运动引发陆地垂直运动  $\delta'$

$$\delta' = -\mathcal{R}4\rho(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A'A' - \sigma^2 W(2\sigma, r) e^{2iat} dudv \quad (187)$$

式中,  $r$  是正方形中心到  $W(\sigma, r)$  (见式(183)) 的距离,式(187)的右边给出了数量大小的阶次的表达。

由第 3 部分中的释义可知,  $A'(a, v; t_1)$  是以自由运动为前提的频谱,当  $t = t_1$

时,  $\zeta$  和  $\partial\zeta/\partial t$  在  $S$  内获得准确值而在  $S$  外为 0, 这时所有势能和几乎所有的动能都包含在  $S$  之内。正方形中总能量的公式为

$$2\rho g(\pi/k)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A'A'^* dudv = (2\pi/k)^2 E \tag{188}$$

式中,  $E$  代表  $S$  中单位面积的平均能量。定义  $S$  内行波链半波峰高运动的平均振幅为  $a$ , 且具有相同单位面积能量。振幅为  $a$  的波链的平均能量为  $\frac{1}{2}\rho ga^2$ , 由式(188)可得

$$a^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A'A'^* dudv \tag{189}$$

考虑一组波浪(见第 3 部分), 假定所有能量被限制在本组的某一频率和方向特征范围。这一范围非常接近从原始谱  $A$  来的“模糊谱  $A'$ ”的范围。设  $\Omega$  为点  $P(-uk, -vk)$  的值域, 定义本组波元的长度和方向。同样用  $\Omega$  代表该区域的面积, 该区域在  $(u, v)$  平面的面积为  $\Omega/k^2$ 。则均方根  $\bar{A}$  作为  $A'$  的构成由下式给出

$$\bar{A}^2 \Omega/k^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A'A'^* dudv \tag{190}$$

由式(188)也可得

$$\bar{A} = ak/\Omega^{\frac{1}{2}} \tag{191}$$

表 1

(a)

$\xi_1\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_1$	$\xi_1\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_1$	$\xi_1\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_1$
1.087 7	0.00	0.191	1.378 4	0.89	0.890	1.843 9	1.68	0.205
1.095 4	0.10	0.206	1.414 2	0.92	0.857	1.897 4	1.99	0.139
1.140 2	0.48	0.368	1.483 2	0.99	0.759	1.949 4	2.59	0.078
1.183 2	0.63	0.565	1.549 2	1.06	0.649	1.974 8	3.23	0.049
1.224 7	0.72	0.728	1.612 5	1.13	0.542	1.987 5	3.87	0.034
1.264 9	0.77	0.837	1.673 3	1.22	0.444	1.997 5	4.87	0.021
1.303 8	0.82	0.897	1.732 1	1.33	0.355	2.000 0	5.31	0.017
1.341 6	0.85	0.908	1.788 9	1.48	0.276	2.002 5	5.92	0.014

(b)

$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$	$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$	$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$
1.000 0	1.01	0.000	1.067 7	1.58	0.170	1.378 4	3.06	0.351
1.000 5	1.03	0.038	1.077 0	1.72	0.172	1.414 2	3.14	0.316
1.002 5	1.04	0.076	1.086 3	1.86	0.180	1.483 2	3.33	0.256
1.005 0	1.06	0.108	1.095 4	1.98	0.194	1.549 2	3.54	0.206
1.010 0	1.09	0.141	1.140 2	2.39	0.318	1.612 5	3.79	0.165
1.019 8	1.14	0.168	1.183 2	2.58	0.418	1.673 3	4.09	0.131
1.029 6	1.20	0.178	1.224 7	2.70	0.454	1.732 1	4.47	0.101

续表

$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$	$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$	$\xi_2\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_2$
1.039 2	1.28	0.180	1.264 9	2.80	0.448	1.788 9	4.99	0.076
1.048 8	1.36	0.177	1.303 8	2.89	0.421	1.843 9	5.73	0.054
1.058 3	1.46	0.173	1.341 6	2.97	0.386	1.897 4	6.96	0.034
(c)								
$\xi_3\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_3$	$\xi_3\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_3$	$\xi_3\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_3$
1.000 0	2.83	0.000	1.048 8	3.21	0.165	1.224 7	4.69	0.330
1.000 5	2.84	0.036	1.058 3	3.32	0.163	1.264 9	4.83	0.305
1.002 5	2.86	0.070	1.067 7	3.44	0.162	1.303 8	4.96	0.275
1.005 0	2.88	0.098	1.077 0	3.58	0.164	1.341 6	5.09	0.245
1.010 0	2.91	0.126	1.086 3	3.73	0.171	1.378 4	5.22	0.218
1.019 8	2.97	0.151	1.095 4	3.86	0.184	1.414 2	5.36	0.194
1.029 6	3.04	0.163	1.140 2	4.30	0.280	1.483 2	5.67	0.154
1.039 2	3.11	0.166	1.183 2	4.53	0.331	1.549 2	6.02	0.123
(d)								
$\xi_4\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_4$	$\xi_4\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_4$	$\xi_4\beta_2/\sigma$	$\sigma h/\beta_2$	$c_4$
1.000 0	4.64	0.000	1.019 8	4.80	0.138	1.067 7	5.30	0.154
1.000 5	4.65	0.031	1.029 6	4.87	0.150	1.077 0	5.44	0.157
1.002 5	4.67	0.065	1.039 2	4.95	0.155	1.086 3	5.60	0.164
1.005 0	4.69	0.090	1.048 8	5.05	0.156	1.095 4	5.73	0.175
1.010 0	4.73	0.115	1.058 3	5.17	0.155	1.140 2	6.21	0.250

特别重要的情况是当运动含有两种不同的波组时,也就是  $A'_1$  和  $A'_2$ 。我们定义平均振幅为  $a_1$  和  $a_2$  以及对应的区域和频谱  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$ 。 $A'_1$  和  $A'_2$  的均方根值为

$$\bar{A}_1 = a_1 k / \Omega_1^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{A}_2 = a_2 k / \Omega_2^{\frac{1}{2}} \quad (192)$$

若令式(187)中  $A' = A'_1 + A'_2$  则

$$\delta' = -\mathcal{R}4\rho(\pi/k)^2 \iint_{\Omega_1 + \Omega_2} (A'_1 + A'_2)(A'_{1-} + A'_{2-})\sigma^2 W(2\sigma, r) e^{2i\sigma t} dudv \quad (193)$$

式中,  $A'_{1-}$  等是  $A'_1(-u, -v)$  的简写。因为  $\Omega_1$  定义了一个行波组,没有包含对向运动的波元,应该是  $\Omega_2$ 。所以方程式(193)减少为

$$\delta' e^{-2i\sigma_{12}t} = -\mathcal{R}8\rho(\pi/k)^2 \iint_{\Omega_{12}} A'_1 A'_{2-} \sigma^2 W(2\sigma, r) e^{2i(\sigma - \sigma_{12})t} dudv \quad (194)$$

$\Omega_{12}$  代表  $\Omega_1$  与  $\Omega_2$  共有的区域,  $\sigma_{12}$  是  $\Omega_{12}$  上  $\sigma$  的平均值。

现在可以假定,原始谱  $A$  中不同点波元的波段是没有关联的。这种假定在修饰谱  $A'$  中也是基本适用的,但模糊函数式(81)中还是存在一些关联点在  $(u, v)$  平面上靠紧在一起。关联程度取决于这些点的分离程度,这些点与模糊函数的宽度有关,就是我们已经看到了的阶的单位。 $A(u, v)$  的值比高度的关联更为靠近,而

那些更宽的分离则没有关联了。假定式(194)的积分范围划分成单位正方形,积分分别在各个正方形上进行。最后的结果将是  $\Omega_{12}/k^2$  矢量的离散波段以及各阶次量的总和

$$8\rho(\pi/k)^2 \overline{A_1} \overline{A_2} \sigma_{12}^2 W(2\sigma_{12}, r) \quad (195)$$

因此  $\delta'$  的量级为

$$\delta' \triangleq 8\rho(\pi/k)^2 \overline{A_1} \overline{A_2} \sigma_{12}^2 (\Omega_{12}^{1/2}/k) W(2\sigma_{12}, r) e^{2i\sigma_{12}t} \quad (196)$$

类此地,如果风暴的总面积为  $\Lambda$ ,则有  $\Lambda k^2/4\pi^2$  分开的正方形  $S$ ,将风暴面积分块。因此总的风暴的位移幅度的量级为

$$\delta \triangleq 8\rho(\pi/k)^2 \overline{A_1} \overline{A_2} \sigma_{12}^2 (\Lambda^{1/2} \Omega_{12}^{1/2}/2\pi) W(2\sigma_{12}, r) e^{2i\sigma_{12}t} \quad (197)$$

对同量级的近似值  $W$ ,可由两项或更多项之和来表示,可用式(186)的  $\overline{W}$  来替换。代换式(192)后最终可得

$$\delta \triangleq 4\pi\rho a_1 a_2 \sigma_{12}^2 (\Lambda \Omega_{12}/\Omega_1 \Omega_2)^{1/2} \overline{W}(2\sigma_{12}, r) e^{2i\sigma_{12}t} \quad (198)$$

以上关于  $\delta$  的公式与所挑选的扰动区域  $\Lambda$  的正方形的大小是无关的,而是仅仅取决于总的扰动区域,取决于各组的平均波高,其面积与二维频谱  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  相对应。这些量在实际中都可以进行粗略估计。虽然  $\delta$  随  $\Omega_1$  与  $-\Omega_2$  的共有面积的方根而增加,但却随着  $\Omega_1$  与  $\Omega_2$  的方根而减小。因此,总的来说,能量在频谱中分布越宽,导致的扰动越小。

### 3. 讨 论

现在考虑在某些实际情况中应用式(198)。首先是 Bernard(1941a)提出了一个直觉性的建议,在当前假说下发生微地震的必要条件是同波长对向行进的波浪组进行干涉。虽然现在对表面的风产生波浪并不是知之甚多,但确凿的观测指出,固定方向的风将是产生波浪或该方向(或方向变化不超过  $45^\circ$ )膨胀行进的时间原因。所以我们只好指望要么是两种风暴系统以某种方式相对而行,要么假定可能的波能反射来自于陡峭的海岸。

Bernard 提出,波浪干涉最合适的条件,是在气旋低压的中心,波浪从这里以低压能被接收的所有侧边发出。在环形低压中,虽然风暴主要是沿着等压线运行的,但也有向内指向中心的成分。在气旋“眼”中海洋条件的实际观测中,也趋向证实这种判断。现在已经知道,在这种区域,相对低速的风暴会和混乱的海洋结合成为波浪干涉的那种特点。

假定在大西洋中的一个环形低压中心,波能正在从各个方向被接收,范围在周期  $10 \sim 16$  s。深水中的波长  $\lambda$  约为  $\lambda = gT^2/2\pi$ ,  $T$  是周期,  $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ , 这里

$$\lambda_1 = 1.54 \times 10^4 \text{ cm}, \quad \lambda_2 = 4.00 \times 10^4 \text{ cm}$$

频谱中的能量包含在环状地区,位于两个半径分别为  $2\pi/\lambda_1$  和  $2\pi/\lambda_2$  的圆环之间。这一区域可以被任一直径的圆环分成两个相等的区域  $\Omega_1$  与  $\Omega_2$ , 这里



$$\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_{12} = 2.15 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}$$

假设  $\Lambda = 1\,000 \text{ km}^2$ ,  $\sigma_{12} = 2\pi/13 \text{ sec}^{-1}$ ,  $a_1 = a_2 = 3 \text{ m}$ 。则式(198)中的  $\overline{W}e^{2i\sigma_{12}t}$  的相关系数为  $1.8 \times 10^{15}$  达因。如果

$$k = 3 \text{ km}, \quad r = 2\,000 \text{ km}$$

则  $\overline{W}(2\sigma_{12}, r) = 1.8 \times 10^{-19}$  (厘米/达因), 而波峰到波谷的位移的幅度为

$$2|\delta| = 6.5 \times 10^{-4} \text{ cm} = 6.5 \mu$$

以上估值表明, 对于预期地面运动的量级来说, 理论与观测是相容的。假定能量是一致分布在给定的频率范围之内的, 集中在较窄频段里的能量一般就会增加微地震的幅度。这里同样也假定在全部频率范围内  $\overline{W}$  是常量。从选定的  $\sigma_{12}$  值中我们有  $2\sigma_{12}h/\beta_2 = 1.03$ , 所以由图 1,  $[\sum c_m]^{1/2}$  是 0.69 或其最大值的 3/4。但是, 因为  $[\sum c_m]^{1/2}$  总是大于浅水的数值 0.191 的, 在频率范围内增加到 0.91, 所选择的平均值肯定不会特别超过估值。

大多数低压气旋自身也会以与波浪相当的速度在海洋上运动。这种运动会增加波浪干涉的有效区域。因为, 如果低压的速度从整体上超过波组的速度, 那么被风吹起的波浪在低压的一个侧面以相同方向行进, 将与那些后一些时间发生在低压另一个侧面以反向行进的波浪, 发生干涉。所以, 即使风沿着等压线吹、而产生的波浪也按此方向运动, 在低压的尾波仍有波浪干涉的痕迹。总的来说, 低压的移动会引起微地震振幅增加的发生。

由于海岸波浪反射引起的微地震的幅度是更加难以估值的, 因为对斜坡海滩反射能量的量级还知之甚少。反射波浪通常被大得多的入射波浪的幅度所掩盖而无法观测到, 虽然反射波的浪冠与入射波的浪冠并不相似, 而前者有时还是能被清楚地看到。有效的干涉仅会发生在海岸线垂直波组传播方向的海岸以及较窄的入射波浪的方向范围, 更关键的是反射量依赖于海岸线的走向。平行于海岸线的折射波冠在渐浅的海水中发生有效的干涉, 因为折射量直到水深小于波浪的半波长时是较小的。

举例来说, 一个膨胀波的平均幅度  $a_1 = 2 \text{ m}$ , 周期为 12~16 s, 其传播方向限制在  $30^\circ$  之内, 这给出  $\Omega_1 = 1.4 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}$ , 而反射波能的扩散方向也是一个  $30^\circ$  的角。假定海岸线对于入射波平均方向的平均角度为  $10^\circ$ , 则仅为反射波角与入射波角相重叠的 1/3, 这样  $\Omega_2 = 1.4 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\Omega_{12} = 0.47 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2}$ 。如果我们假定反射波以 5% 入射波的幅度距海岸 10 km, 而有效的海岸线长度为 600 km, 则有  $\Lambda = 6\,000 \text{ km}^2$ ,  $a_2 = 0.1 \text{ m}$ , 取  $h = 0, r = 1\,000 \text{ km}$ , 由式(198)可得  $2|\delta| = 0.3 \mu$ 。这个幅度比我们前面考虑的情况要小很多。我们结论是, 虽然海岸反射是更常见的小幅度微地震的原因, 但最大的微地震是或许是由大洋中间的波浪干涉造成的。在靠近海岸的发生地点除外。

微地震幅度的增加是由于第 5 部分中的对某深度海水物理系统的强大反响。实际上,对于没有统一深度的大洋,其幅度则由扰动区域与观测站之间的所有点的水深来影响的。因为在靠近扰动源的地方能量密度为最大,所以扰动发生区海水的深度可能是最重要的。

海洋波浪应考虑其具备有限带宽的频谱、而非单一的频率,我们可认为海洋不等同的反响将引起一种明显转变的谱,向着那种反响最大的频率发展。在海岸反射引起的扰动中,多数是在浅水区发生的,频率转变效少。另一方面,反射的相关系数同时依赖于海浪的高度和波长。如果与风暴区域的距离增加,那波浪周期的平均值就会加长,这是因为黏性减少得越快、谱中的频率越高。这种影响的证据是 Gutenberg(1932)给出的。

## 六、结 论

由 Miche 在驻波中发现的衰减压力类型的变化是一种经常发生的现象,其根本原因是整个波链中势能的改变。在一个宽广区域海水表面,平均压力涨落的一般条件是频谱应包含相同波长但对向行进的波组。压力变化是对应波频率变化的两倍,且正比于波幅的结果。压缩波在大洋中和海床上生成,其足够大的振幅形成微地震。在大洋某种深度,形变会因第 5 部分中的反响而增加。

现在的理论是由 Bernard 提出的,产生波浪干涉的合适条件是靠近气旋低压的中心;但更特殊的是,如果低压移动得快,也可以产生干涉。在合适的条件下,深水中的波浪干涉效果或许要比海岸反射波的效果要大,虽然后者是近岸台站的决定因素。微地震的周期是对应波浪周期的一半,虽然在频谱中有一个明显的转换,其原因是大洋的深度和高频的快速消减引起的频率响应的变化。

感谢海军部研究实验室的 G. E. R. Deacon 博士关于当前研究主题的建议及其他在早期阶段的鼓励。非常感激 H. Jeffreys 教授许多有价值的建议,感谢他和 R. Stoneley 博士在本文准备期间的忠告。海军部的许可使本文得以出版。

### 参考文献(略)

## 编译说明

汶川大地震后,《地球物理学进展》和《地球物理学报》刊发了关于“震前扰动”现象的论文,引起了同行专家的关注和参与。为了将这项研究推向深入,我们编译了论文《微地震的起源》。该文是英国著名海洋学家 Languet-Higgins 的代表作品,是研究海浪波动引发地脉动现象的基础文献。根据 Higgins 的理论,强台风海浪可产生两种地脉动效应,一种是海浪拍岸直接产生的脉动,称为“第一类脉动”,

其频率与海浪相同；“第一类脉动”能量不大，在陆地上传播数十千米后就逐渐消失了。另一种是海浪相互干涉，形成海水驻波在海底产生压力变化而引起的脉动，称为“第二类脉动”，其频率为海浪的两倍。“第二类脉动”的能量比“第一类脉动”大得多，在陆地上可传播数千千米。“第二类脉动”能触发地震吗？除了“第一类脉动”和“第二类脉动”之外，是否还存在“第三类脉动”？这些问题都值得去深入研究，为攻克地震预报这一世界性难题做贡献。

## 后 记

本书的出版得到国家自然科学基金(41021003,41174022,40974013)和大地测量与地球动力学国家重点实验室的资助,田力同志为本书的编辑出版付出了辛勤劳动,在此一并致谢。

本书汇集的论文都已在不同刊物上发表,许多插图在原文中都是彩色,请读者对照参阅。

作 者

2011 年 10 月

本书的出版得到国家自然科学基金 (41021003 41174022 40974013) 和  
大地测量与地球动力学国家重点实验室资助



定价：25.00元