

# 利用小波方法处理 2004 年苏门答腊大地震后的超导重力数据检测低于 1.5 mHz 自由振荡信号的耦合和分裂\*

胡小刚<sup>①②\*\*</sup> 柳林涛<sup>①</sup> 柯小平<sup>①②</sup> 许厚泽<sup>①</sup> 孙和平<sup>①</sup> Jacques Hinderer<sup>③</sup>

(① 中国科学院测量与地球物理研究所, 武汉 430077; ② 中国科学院研究生院, 北京 100079; ③ Institut de Physique du Globe de Strasbourg (UMR 7516 CNRS-ULP), 5 rue Descartes, 67084 Strasbourg Cedex, France)

**摘要** 新型超导重力仪已被证实频率低于 1 mHz 的情况下优于最好的地震仪 STS-1, 因而新型超导重力仪可作为极低噪音的地震仪, 观测长周期地球自由振荡. 具有良好窄带频率响应的小波滤波器非常有助于消除大气压波动对重力变化的影响. 用小波滤波器处理 2004 年 12 月 26 日苏门答腊大地震后的超导重力仪的观测数据, 清楚地检测到了 1.5 mHz 以下, 除  ${}_0T_5$ ,  ${}_0T_7$ ,  ${}_1T_1$  外所有的环形自由振荡的耦合现象, 并检测到了环形自由振荡  ${}_1T_2$ ,  ${}_1T_3$  的耦合现象. 此外, 还利用单台超导重力仪的观测数据清楚地检测到了球形自由振荡  ${}_2S_1$  的 3 个分裂谱峰.

**关键词** 超导重力仪 小波滤波器 地球自由振荡 气压改正

超导重力仪具有高精度低漂移的特点, 目前世界上有 20 台超导重力仪长期定点观测重力随时间的变化, 观测数据可在 GGP(Global Geodynamics Project<sup>[1]</sup>), 全球地球动力学工程) 数据中心交换, 该数据中心目前由位于布鲁塞尔(比利时)的国际地潮中心(ICET)管理. 多年来有许多关于超导重力仪是否具有观测地球自由振荡的能力的研究<sup>[2-6]</sup>, 早期的研究结果表明超导重力仪在长周期地球自由振荡频段, 其

观测噪音大于弹簧重力仪以及宽带地震仪. 然而, 新型的超导重力仪<sup>[7,8]</sup>改变了这些结论. 新型超导重力仪的观测精度在潮汐频段和长周期地球自由振荡频段接近 1 nGal ( $0.01 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-2}$ ). 近年来, 一些学者<sup>[9,10]</sup>运用 Peterson 的低频噪音模型(NLNM)<sup>[11]</sup>对超导重力仪的噪音水平进行分析, 结果表明在频率低于 1.5 mHz 的情况下, 新型超导重力仪与最好的地震仪相差无几, 而在频率低于 1 mHz 时, 超导重力仪的噪

收稿日期: 2005-06-28; 接受日期: 2006-02-28

\* 国家自然科学基金(批准号: 40574009, 40374029)、中国科学院百人计划项目和中国科学院知识创新工程项目(批准号: KZCX3-CW-131)联合资助

\*\* E-mail: [hxg432@sohu.com](mailto:hxg432@sohu.com)

音水平低于地震仪 STS-1. 因此, 超导重力仪十分适合于检测频率低于 1.5 mHz 的地球自由振荡信号. 地球的自转和椭率可导致自由振荡信号的分裂和耦合, 在频率低于 1.5 mHz 情况下观测这些现象有助于建立合适的一维地球模型, 因为这些观测结果可对地球密度的径向分布进行线性约束 [10].

重力仪附近局部气压的波动明显地增加了超导重力仪的噪音水平, 而这些由大气压引起的噪声是观测 1 mHz 频率下自由振荡信号的主要干扰. 为了获取高信噪比的观测, 必须进行气压改正以消除气压的影响. 局部大气压的波动  $\Delta p$  会导致重力的变化  $\Delta g$ , 在一般情况下两者之间是线性关系, 即  $\Delta g/\Delta p = \alpha$ .  $\alpha$  称之为大气导纳, 它实际上是大气压强变化与重力变化之间的最佳线性匹配系数. 气压导纳反映了大气压强变化对重力变化的影响. 通常消除气压的影响可用重力变化的观测值减去大气压强变化量与气压导纳的乘积, 即所谓的气压改正. 不同重力台站观测到的不分频段气压导纳值略有不同, 其大小都约为  $-3 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{hPa}^{-1}$ . 这是因为不分频段的气压导纳值的大小主要受长周期(3~100 d)大气压强波动的影响. 这样的导纳值不能准确地反映高频气压对重力变化的影响. 为更准确地消除大气压强在自由振荡频段对重力变化的影响, 我们采用小波带通滤波器处理重力和气压观测数据, 得到随时间和频率变化的大气导纳. 本文所用的小波带通滤波器是利用高阶 Daubechies 小波 [12,13] 进行正交小波变换 [14,15] 得到的正交滤波器组 [16]. 在使用紧支撑和高阶 Daubechies 小波的情况下, 小波滤波器具有狭窄的带通和良好频率响应, 且没有 FIR (Finite Impulse Response) 滤波器所特有的吉布斯现象, 小波的消失矩也可使小波变换压制信号中的一些异常成分. 本文证实小波滤波器特别适合于精确估算气压导纳, 通过对苏门答腊大地震后超导重力仪台站的观测数据进行分析, 显示了用小波滤波器处理超导重力数据的优势.

## 1 大气导纳的估计

超导重力数据和气压数据由 GGP 数据中心提供, 来源于五个拥有新型超导重力仪的观测站, 其中四个来自欧洲, 另外一个来自美洲. 五台设备编号和地理位置如下: C023(意大利 Medicina), C026(法国

Strasbourg), CD029\_L(德国 Wettzell), CD030\_U(德国 Bad Homburg), RT038(智利 Concepcion). 原始超导重力数据和气压数据在传递到 GGP 数据中心前抽取成采样间隔为 1 min 的数据. 因此, 数据的尼奎斯特频率范围是 0~8.33 mHz.

随时间和频率变化的大气导纳可用小波带通滤波器 and 最小二乘法进行估算. 小波带通滤波器实际上就是正交镜像滤波器组. 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(参见图 1(a)). 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, 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. 由于低通滤波器与高通滤波器之间、分解滤波器组与合成滤波器组之间存在镜像对称, 小波带通滤波器不会引起相移. 用紧支撑小波构造滤波器组中的半带滤波器, 使得半带滤波器的长度有限, 小波带通滤波器不会引起吉布斯现象. 图 1(b) 显示用高阶 Daubechies 小波构建的半带滤波器具有良好频率响应. 图 1(a) 显示了小波带通滤波器滤波原理.  $n$  层分解滤波器组可将具有尼奎斯特频率范围  $0 \sim F$  的输入信号  $f(t)$  分解为  $n+1$  个子频带信号, 子频带范围为  $0 \sim F/2^n$ ,  $F/2^{k-1} \sim F/2^k$ ,  $k=1, 2, \dots, n$ .  $n$  层合成滤波器可利用子频带信号无失真地重建输入信号. 如果只选择部分子带信号用于重建, 正交滤波器组就成为了带通滤波器.

高阶 Daubechies 小波有高阶消失矩, 因而能压制信号中的某些异常成分. 其原因可简单解释如下: 假定  $D_bN$  为具有  $N$  阶消失矩的 Daubechies 小波, 则有

$$\int x^p D_bN(x) dx = 0, \quad p = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (1)$$

这表明小波  $D_bN$  与任何低于  $N-1$  阶的多项式正交. 当用 Daubechies 小波滤波器对重力信号进行滤波时, 重力变化中的自由振荡信号是逐渐衰减的调和信号, 因而不会受消失矩的影响. 而其他可由低阶多项式逼近的异常成分可被压制, 因此滤波后信号的信噪比会有所提高.

为正确估计随时间和频率变化的大气导纳, 我们用消失矩为 64 的 Daubechies 小波构造一个五层带通滤波器对重力数据和气压数据进行滤波, 此时半带滤波器的长度为 128. 滤波结果在 3 个长周期自由

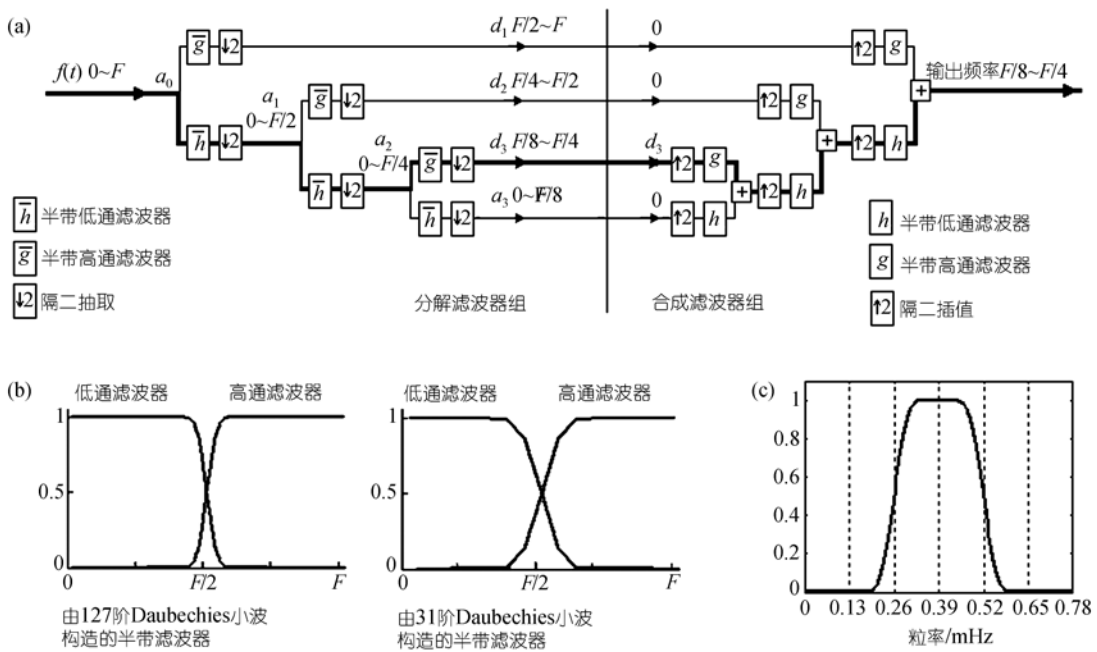


图 1

(a) 小波带通滤波器滤波原理. 三层分解滤波器组将具有尼奎斯特频率范围  $0 \sim F$  的输入信号  $f(t)$  分解为四个子带信号  $a_3, d_1, d_2$  和  $d_3$ . 合成滤波器组只用  $d_3$  重建信号, 因此输出信号在子频带  $F/2^3 \sim F/2^2$  中. (b) 半带滤波器的频率响应. (c) 400 阶 FIR 滤波器的频率响应

振荡子频段: 0.26~0.52 mHz, 0.52~1.04 mHz 以及 1.04~2.08 mHz. 为证实小波滤波器的优势, 我们将小波带通滤波器与 FIR 带通滤波器进行比较. FIR 滤波器的阶数为 400, 设计所用的窗函数为海明窗. 滤波器的频率响应如图 1(c)所示. 图 2 显示了两个滤波器在频段 0.26~0.52 mHz 中的滤波结果. 由于吉布斯效应, FIR 滤波器不能完全滤掉重力信号的潮汐成分. FIR 滤波器还引起了较大的相移. 由此可见小波滤波器远优于 FIR 滤波器, 是处理重力信号的最佳选择.

滤波后, 随时间和频率变化的大气导纳  $\alpha$  可由下列线性回归方程解算:

$$g_c(\Delta t, \Delta f) = g_o(\Delta t, \Delta f) + \alpha(\Delta t, \Delta f) p(\Delta t, \Delta f), \quad (2)$$

其中  $g_o$  和  $p$  是重力和大气压在频段  $\Delta f$  中的变化,  $\Delta f$  是由小波滤波器确定的 3 个频段之一, 时间范围  $\Delta t$  选取大地震发生前安静的 120 h, 因为气压导纳只能在重力信号中没有其他噪声影响的情况下才能正确得出. 利用最小二乘法求解在  $|g_c(\Delta t, \Delta f)|^2$  为最小值时的  $\alpha(\Delta t, \Delta f)$ . 用此方法求得的导纳  $\alpha(\Delta t, \Delta f)$  依赖于时间和频率的变化, 因而可更有效的消除大气压对重力变化的

影响 [17~20]. 我们还计算了气压与重力间的相关系数, 以判断气压影响重力变化的程度. 所有的计算结果见表 1.

从表 1 可看出气压导纳值在不同频段的区别较大, 在周期范围为 32~64 min 的频段内有较大的值, 而在周期范围为 8~16 min 的频段内有较小的值. 因此如用一个气压导纳, 如  $-3 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-2} \text{ h} \cdot \text{Pa}^{-1}$ , 进行不分频段气压改正, 则不仅不能完全清除低频段 0.26~0.52 mHz(周期 32~64 min)范围内的气压影响, 而且还会在高频段 1.04~2.08 mHz(周期 8~16 min)范围内注入较大的噪声. 从表 1 还可看出在频段 0.26~0.52 mHz 内重力变化与局部气压波动紧密相关. 我们的实验结果表明, 在气象条件相似的情况下, 在此频段能反映出较高气压相关性的超导重力仪更适合于检测自由振荡信号. 较高气压相关性可表明重力仪的其他噪声非常弱, 其中包括仪器自身的噪声. 在频率较高的频段 1.04~2.08 mHz(周期 8~16 min), 重力变化与局部气压波动的相关性很低, 表明此时气压对重力变化的影响较小, 因而不必在此频段进

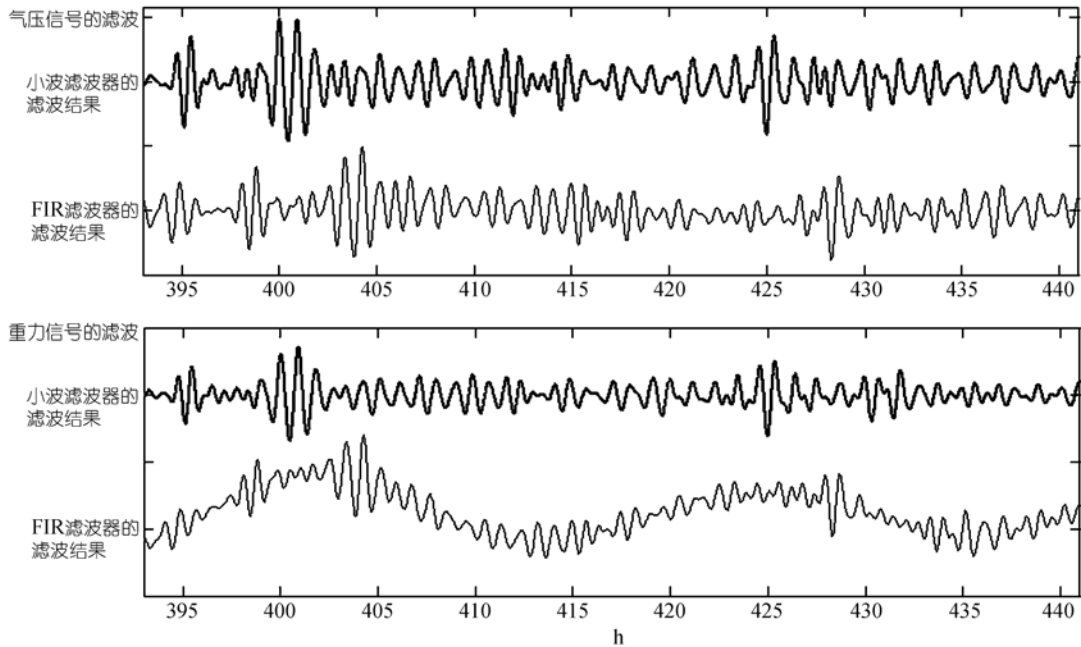


图 2 小波滤波器和 FIR 滤波器的滤波结果比较

表 1 五个超导台站在不同频段的气压导纳值以及气压与重力变化间的相关系数<sup>a)</sup>

频段周期/min	C023		C026		CD029-L		CD030-2		RT038	
	$\alpha$	corr	$\alpha$	corr	$\alpha$	corr	$\alpha$	corr	$\alpha$	corr
8~16	0.23	0.03	1.41	0.34	1.31	0.28	3.14	0.53	1.48	0.07
16~32	3.01	0.53	2.65	0.71	2.46	0.56	3.54	0.80	3.58	0.67
32~64	4.03	0.77	3.85	0.91	3.92	0.87	3.70	0.90	3.68	0.84

a)  $\alpha$  表示气压导纳, 单位为  $\text{nm}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{hPa}^{-1}$ . corr 为相关系数

行气压改正.

## 2 观测耦合的环形自由振荡

由于地球自转, 地球上沿东西向运动的质点会受到径向科里奥利力. 因此科里奥利力可使环形自由振荡产生径向分量, 从而导致环形自由振荡信号出现在只能记录径向地震波动信号的重力仪上. 科里奥利力以及地球的椭率和横向不均匀性又可使地球的球形自由振荡和环形自由振荡耦合在一起, 可导致参与耦合的自由振荡信号的频率改变, 使其偏离理论值. 在频率低于 3 mHz 时, 耦合效应主要由科里奥利力引起. 在频率低于 1.5 mHz 时, 环形自由振荡信号本身就很弱, 科里奥利力产生的环形自由振荡径向信号更加微弱. 因此, 这种信号很难在较高信噪比的情况下观测到. 只有震源机制为大型走滑型

板块运动的大地震才能产生较强的环形自由振荡, 将长周期环形自由振荡信号激发到径向可观测的水平, 而且往往只能由低噪声的观测设备记录到这些信号. 一些耦合信号, 如  ${}_0T_5$ ,  ${}_1T_1$  几乎完全与附近的球形自由振荡信号迭加在一起, 因而很难区分. 而  ${}_0T_7$ ,  ${}_0T_8$  具有很低的品质因子  $Q$ , 衰减很快, 故其耦合信号也很难检测到. 美国地球物理学家 Park 等人 [21] 最近的研究工作表明; 2004 年 12 月 26 日大地震的震源由 3 个大型板块运动构成, 其中一个为大型走滑型板块运动, 而这个板块运动本身就相当于一个震级为  $M_w=8.9$  的大地震. 此震级是 1964 年阿拉斯加大地震以来的最大震级. 因此苏门答腊地震为超导重力仪提供了一个检测微弱环形自由振荡耦合信号的好机会.

我们用大地震 5 h 后的重力观测数据检测自由振

荡耦合信号. 将数据滤波到频段 0.26~1.04 mHz 后再进行气压改正, 然后对自由振荡期间 60 h 的重力信号进行傅里叶变换. 变换时使用了汉宁窗. 图 3 显示有四台超导重力仪记录的振幅谱在  ${}_0T_2$ ,  ${}_0T_3$  以及  ${}_0T_4$  的理论频率附近显示了小的但非常清晰的谱峰. 图 3 上  ${}_2S_1$  的观测值明显偏离了理论值, 这是由于地球自转导致了  ${}_2S_1$  的谱线分裂. 耦合信号  ${}_0T_5$  受到  ${}_1S_3$  和  ${}_3S_1$  的强烈干扰, 因而无法观测到.

图 3 显示了在智利的超导重力仪 RT038 记录的耦合信号  ${}_0T_2$  的振幅大于耦合信号  ${}_0T_3$  和  ${}_0T_4$  的振幅, 而三台欧洲超导重力仪记录到的情况正好相反. 由于耦合信号  ${}_0T_2$  在欧洲超导重力观测值中非常微弱, 为避免由气压改正引起的观测误差, 对重力、经过气

压改正的重力以及转换的气压(气压值乘以导纳)三种信号的谱进行比较(见图 4), 可以看出气压改正对观测耦合信号  ${}_0T_2$  的振幅和频率的影响较小, 特别是在重力记录较短的情况下.

德国学者 Zürn 等人 [23] 2000 年首次发现了环形振荡  ${}_0T_2$ ,  ${}_0T_3$  和  ${}_0T_4$  的耦合信号, 其观测频率分别为  $(374.7 \pm 15)$ ,  $(586.5 \pm 20)$ ,  $(765.0 \pm 15)$   $\mu\text{Hz}$ . 他们考虑的是发生在 1998 年 Balleny 岛, 震级为  $M_w = 8.2$  的大地震, 该地震的震源机制主要为走滑型, 所用的观测数据来自几台弹簧重力仪和超导重力仪, 其中一台是位于法国 Strasbourg 的超导重力仪 C026. 2004 年苏门答腊大地震后, 我们以更高的信噪比再次观测到了这些微弱信号. 我们用合成共振函数(synthetic reso-

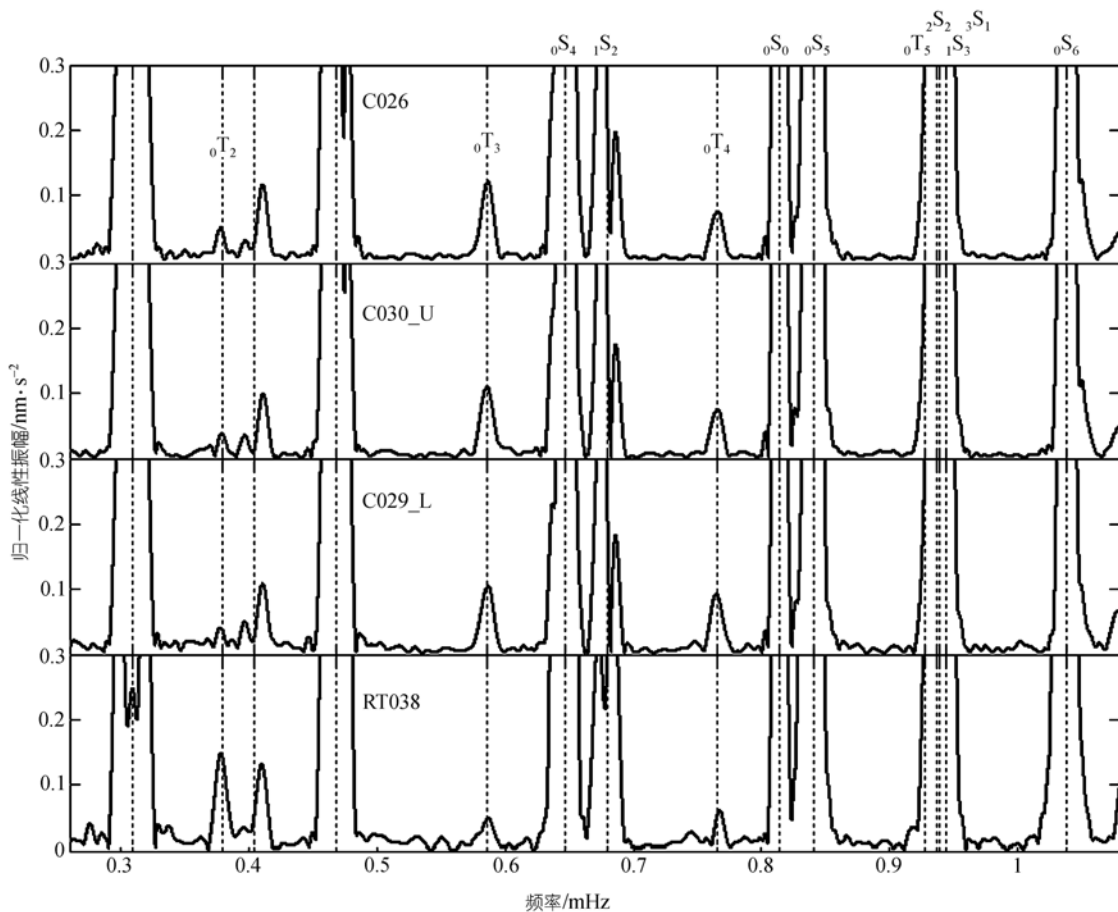


图 3

2004 年 12 月 26 日苏门答腊大地震后, 四台超导重力记录的频率低于 1 mHz 时振幅谱. 由于球形自由振荡信号的谱峰大约是耦合环形振荡信号谱峰的 10 倍, 为清楚地显示耦合环形振荡信号, 球形自由振荡信号谱的上半部未显示. 傅里叶变换前所用汉宁窗的位置和大小为 5~6 h. 虚线表示由地球 PREM 模型 [22] 得到的自由振荡信号理论频率值的位置

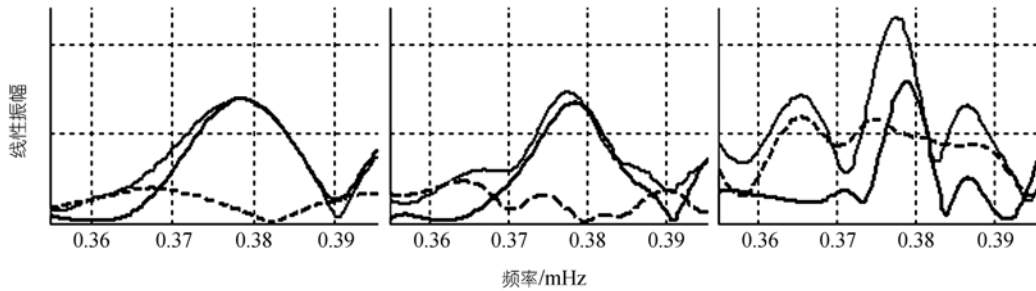


图 4

2004 年苏门答腊大地震后, 超导重力仪 C026 记录的耦合信号  ${}_0T_2$  的谱随时间变化的情况. 从左至右, 时间窗分别为 5~45, 5~55, 5~75 h. 黑色曲线为经过气压改正的重力, 灰色曲线为未经气压改正的重力, 虚线表示经过转换的气压

nance function<sup>[24]</sup>)与用超导重力仪 C026 观测到的信号谱进行匹配, 得到  ${}_0T_2$ ,  ${}_0T_3$  和  ${}_0T_4$  的耦合信号的观测频率分别为  $(378.23 \pm 0.65)$ ,  $(586.34 \pm 0.47)$  和  $(765.86 \pm 0.45)$   $\mu\text{Hz}$ . 耦合信号  ${}_0T_3$  和  ${}_0T_4$  的频率观测值与德国学者 Zürn 观测结果比较接近, 但  ${}_0T_2$  的频率观测值却与之有较大的差别. 我们用小波方法详细分析了法国 Strasbourg 超导重力仪观测站在 1998 Balleny 大地震后的重力记录和气压记录, 发现由 Balleny 岛大地震激发的耦合信号  ${}_0T_2$  非常微弱且明显受到局部大气压的影响, 因此气压改正导致了两次观测值较大的区别.

对欧洲的三个超导重力台站记录到的重力信号进行谱分析, 观测数据序列的长度为 45 h, 开始时间为大地震后 2 h. 图 5 显示在  ${}_0T_6$ ,  ${}_0T_8$ ,  ${}_0T_9$  的理论频率附近出现了清晰的谱峰, 尤其是耦合信号  ${}_1T_2$  和  ${}_1T_3$  也清晰可见. 而  ${}_0T_7$ ,  ${}_1T_1$  的频率与  ${}_0S_7$ ,  ${}_2S_3$  的频率非常接近,  ${}_0T_7$ ,  ${}_1T_1$  的耦合信号几乎完全与  ${}_0S_7$ ,  ${}_2S_3$  信号迭加在一起, 因而无法观测到.

由于环形自由振荡信号  ${}_1T_2$ ,  ${}_1T_3$  较弱, 在此之前, 环形自由振荡信号  ${}_1T_2$ ,  ${}_1T_3$  只是在三向地震观测仪的水平分量中检测到<sup>[25,26]</sup>, 但是至今为止没有关于在地震仪的径向分量中或重力记录中发现过耦合信号  ${}_1T_2$ ,  ${}_1T_3$  的报道. 为进一步证实我们的观测, 我们将观测记录从 45 h 延长到 60 h 后再进行谱分析. 从图 5(b) 可看到, 由于  ${}_0T_8$  的  $Q$  值较小,  ${}_0T_8$  的谱峰迅速衰减并消失. 但是  ${}_1T_2$ ,  ${}_1T_3$  的谱峰却依然清晰可见.

目前, 现有的地球模型, 如 PREM 模型<sup>[22]</sup>和 1066A<sup>[27]</sup>模型, 都难以准确解释环形振荡与球形振荡

之间的科里奥利耦合现象, 即无法准确预测耦合对的频率. 下一代的一维地球参考模型有望可弥补这一不足. 而一维地球参考模型的建立必须借助于观测球型自由振荡信号的分裂.

### 3 观测球型自由振荡信号 ${}_2S_1$ 和 ${}_0S_2$ 的分裂

${}_2S_1$  是周期长度仅次于  ${}_0S_2$  的自由振荡信号,  ${}_2S_1$  是地球内核平动自由振荡  ${}_1S_1$  的第一个谐波,  ${}_1S_1$  通常称为 Slichter 模<sup>[28]</sup>. Slichter 模反映了内核相对于地幔的平动振荡.  ${}_2S_1$  信号非常微弱, 很久以来一直未被真正检测到. 2003 年法国学者 Rosat 等人<sup>[29]</sup>利用 2001 年秘鲁 8.4 级大地震的观测数据, 采用一种称之为多台站试验 (the multi-station experiment<sup>[30]</sup>) 的叠积技术, 在对五台超导重力仪的观测数据进行叠积处理后, 首次观测到  ${}_2S_1$  的 3 个分裂谱线. 但信噪比较低.

德国学者 Zürn 等人<sup>[23]</sup>证实在频率低于 1 mHz 的情况下, 球形自由振荡与环形自由振荡之间的耦合主要由地球自转 (科里奥利力) 引起. 根据自由振荡的耦合理论, 科里奥利力可形成形式为  ${}_nS_{l-n}, T_{l+1}$  的自由振荡耦合对<sup>[31,32]</sup>,  ${}_2S_{1-0}T_2$  就是这样的耦合对. 当  ${}_0T_2$  被检测到时,  ${}_2S_1$  也会被检测到. 上一节在分析 60 h 的观测数据后, 在图 3 中可清晰地看到  ${}_2S_1$  的部分分裂信号. 为观测到  ${}_2S_1$  的全部 3 条分裂谱线, 必须用更长的观测数据. 我们采用了大地震 5 h 后 164 h 的重力观测数据.  ${}_2S_1$  的某些分裂信号十分微弱, 例如  ${}_2S_1^0$ . 这些分裂信号往往被大气压引起的噪声掩盖. 因此在检测这些微弱信号时, 准确的气压改正手段是必不可少的. 我们首先对来自法国 Strasbourg 超导

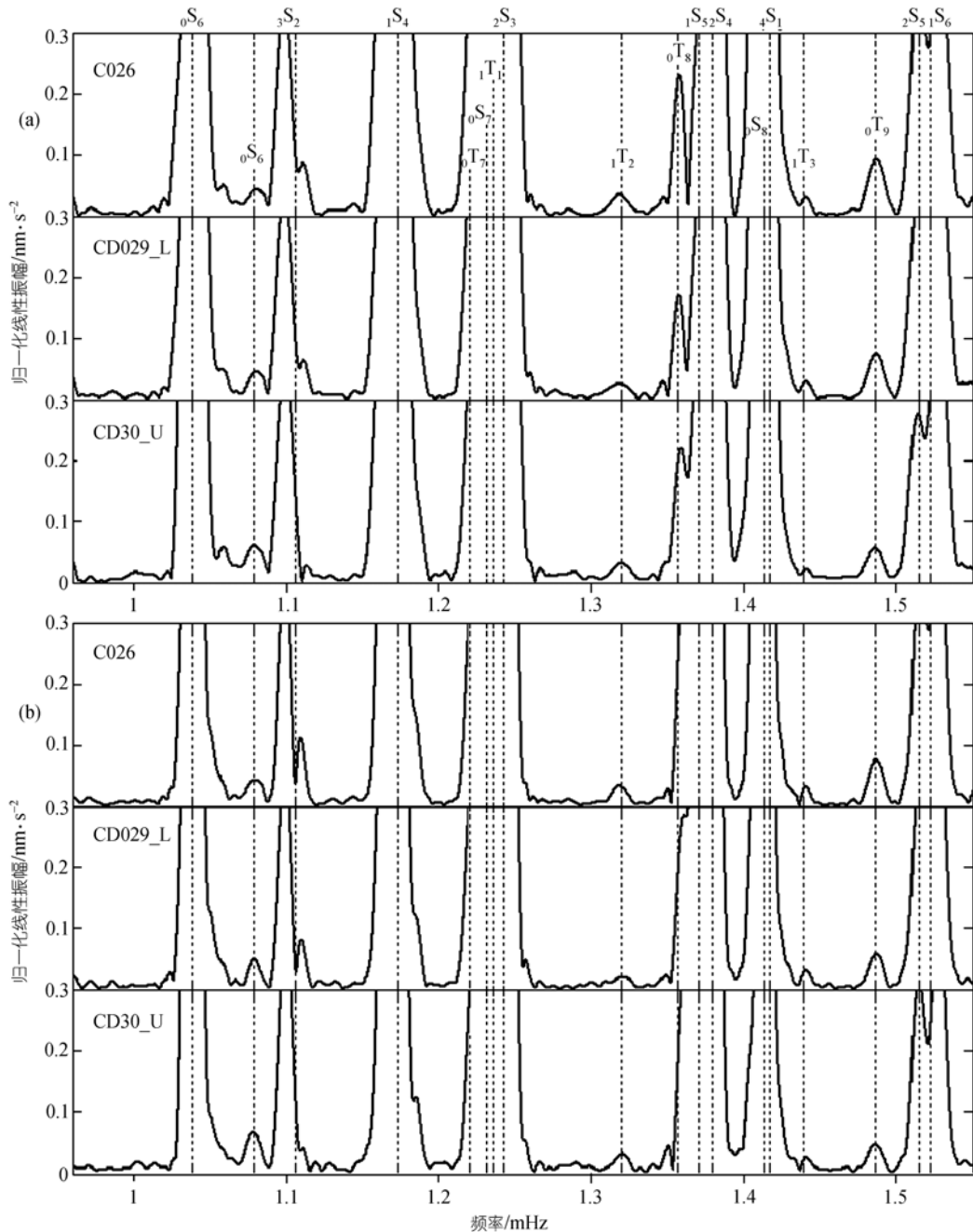


图 5

2004 年 12 月 26 日苏门答腊大地震后，超导重力仪 C026, CD029-L, CD030-U 记录到的重力信号在 1~1.5 mHz 的频段内的振幅谱。重力信号在傅里叶变换前乘以汉宁时间窗。(a) 时间窗为 2~47 h; (b) 时间窗为 2~62 h。虚线表示由地球 PREM<sup>[22]</sup>模型得到的自由振荡信号理论频率值的位置

重力观测站的气压数据和重力数据进行小波滤波处理，滤波后数据的频率范围为 0.26~0.52 mHz，然后用依赖于时间和频率变化的气压导纳(见表 1)对重力

数据进行气压改正。对经过气压改正的重力数据进行离散傅里叶变换后，图 6 (a)清楚地显示了  $2S_1$  的 3 个分裂谱峰以及  $0T_2$  的谱峰。需要强调的是，这是首

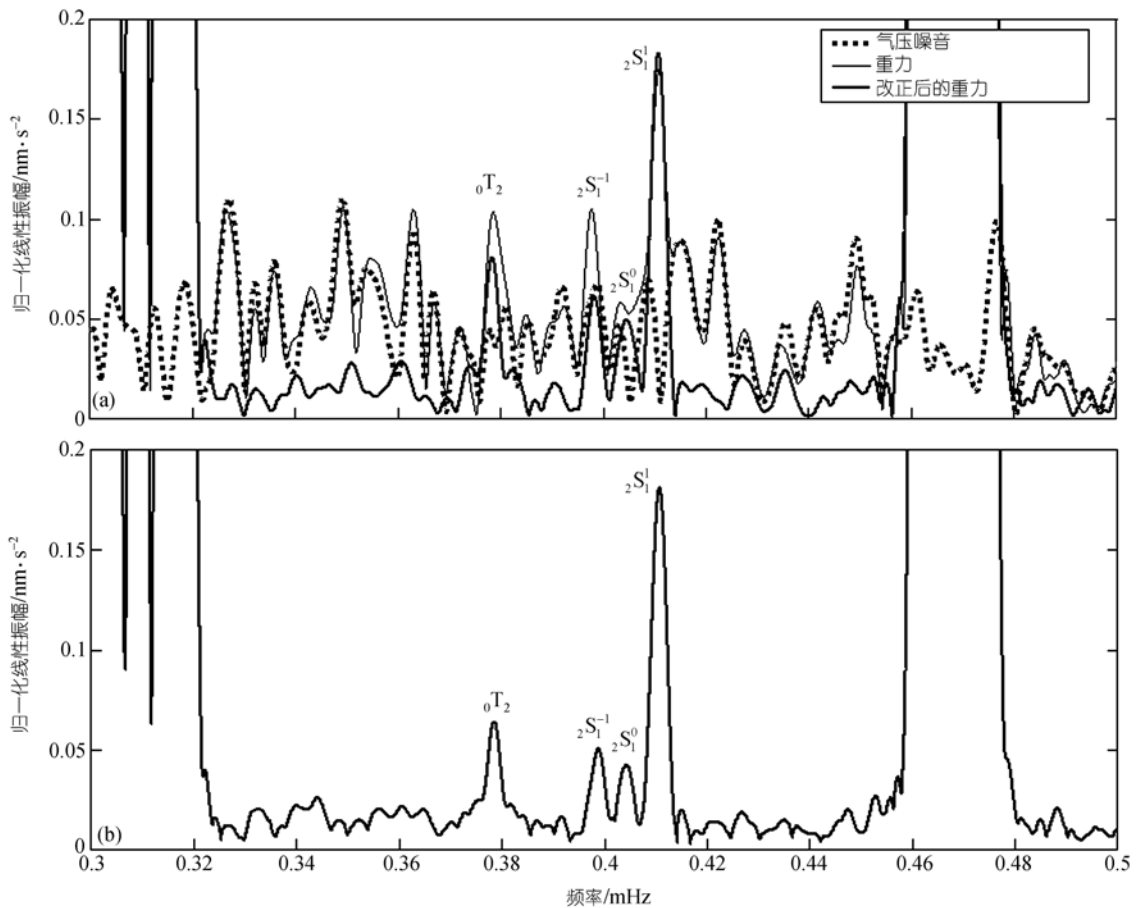


图 6

(a) 2004 年 12 月 26 日苏门答腊大地震后, 由法国斯特拉斯堡超导重力仪台站记录到的重力和大气压信号在  ${}_2S_1$  的理论频率值附近的振幅谱. 在傅里叶变化前所用汉宁窗大小位置为 5~169 h. 黑粗线表示的是气压改正后的重力信号, 黑细线是实测重力信号, 点线是转换的气压信号; (b) 3 个经过气压改正后重力信号谱的积谱. 重力和气压数据来自法国 Strasbourg, 德国 Bad-Homburg 和 Wettzell 的超导重力仪台站

次利用单台设备的观测数据, 并在较高信噪比的情况下直接检测到了  ${}_2S_1$  的 3 个分裂谱峰.

为确保观测的准确性, 图 6(a)中同时显示了实测重力信号谱、经过气压改正的重力信号谱以及转换的气压信号谱, 并对三者进行比较. 可以清楚地看到在频域中气压噪音信号与实测重力信号匹配得很好. 这说明依赖于时间和频率变化的导纳能有效地消除大气压的影响. 在图 6(a)中还可看到气压对分裂信号  ${}_2S_1^{-1}$ ,  ${}_2S_1^0$  的影响较大, 而对  ${}_2S_1^1$  的影响较小. 我们用合成共振函数(synthetic resonance function)与经过气压改正的重力信号谱进行匹配, 得到 3 个分裂谱线的观测频率:  $(398.047 \pm 0.052)$ ,  $(404.770 \pm 0.078)$ ,  $(410.838$

$\pm 0.042)$   $\mu\text{Hz}$ . 用 PREM 地球模型, 并在一阶椭圆近似、二阶转动近似的条件下运用扰动法<sup>[33]</sup>计算  ${}_2S_1$  的理论分裂频率, 得到三个分裂谱线的理论频率:  $398.750, 404.727, 410.948 \mu\text{Hz}$ . 分裂谱线  ${}_2S_1^0, {}_2S_1^{-1}$  的观测频率与理论频率符合得较好, 但  ${}_2S_1^{-1}$  的观测频率偏小. 由图 6(a)显示的结果, 可以清楚地看到气压改正对分裂信号  ${}_2S_1^{-1}$  的振幅和频率有着不容忽视的影响. 实际上自由振荡信号分裂谱线观测频率的差异可由观测方法引起, 也可由气压改正引起.

用台站的局部气压记录和表 1 中的气压导纳对超导重力仪 CD029\_L, CD030\_U 的重力记录进行气压改正, 然后对其进行谱分析, 我们也检测到了  ${}_2S_1$



的 3 个分裂谱峰. 求 3 个观测信号谱的积谱可减少气压改正对  ${}_2S_1$  检测的影响, 从而可得到比较合理的谱线分裂频率的观测值(见图 6(b)). 求积谱的方法是一种简单的叠积方法, 因它是将来自不同台站观测数据的谱相乘后再求其几何平均. 在信噪比较高的情况下, 几个台站的积谱只显示这些台站记录到的公共信号, 在一个或几个台站没有记录到的信号将被消除, 而且影响单个台站的系统误差将被压制. 由积谱得到的 3 个分裂谱线的观测频率分别为  $(398.854 \pm 0.048)$ ,  $(404.331 \pm 0.075)$ ,  $(410.835 \pm 0.041)$   $\mu\text{Hz}$ . 与 Strasbourg 台站的观测值相比, 积谱观测值更符合理论值.

苏门答腊大地震强烈地激发了周期最长的球形自由振荡  ${}_0S_2$ , 因而不用对超导重力数据进行气压改正就能用清楚地观测到  ${}_0S_2$  的 5 个分裂谱峰.  ${}_0S_2$  的分裂谱峰的振幅大小依赖于地震发生的位置、地震台站的位置、地震源的深度和板块运动方式以及地震矩的大小 [34]. 根据观察到  ${}_0S_2$  的分裂谱峰的振幅可计算出地震矩的大小, 并由此正确估计地震的震级. 美国学者 Stein 和 Okla [35] 用此方法说明苏门答腊大地震的震级应为  $M_w=9.3$  级而非所报道的 9.0 级. 通常  ${}_0S_2$  的分裂序数为 0 分裂谱峰较难观测到, 但在对 4 个欧洲

超导重力台站 300 h 的观测数据进行谱分析后, 每个台站的观测数据谱在  ${}_0S_2$  理论值位置附近都可见到 5 个完全分开的谱峰. 图 7 显示了由 4 个超导重力台站得到的谱. 由于超导重力仪 C026, CD029\_L 以及 CD030\_U 的位置相距较近, 三者的观测数据有非常相似的振幅谱. 而 C023 与三者相距较远, 其观测数据的振幅谱与其他三者的振幅谱明显地不同. 这一现象充分说明了地球横向不均匀性对自由振荡信号的影响.

所有的观测频率在表 2 中比较, 表 2 中还包括了由 Dahlen 和 Sailor [33] 用 1066A 地球模型、Rosat 等 [29] 用 PREM 地球模型计算得到的  ${}_0S_2$  理论分裂频率. 从表 2 可知 4 个台站的观测值都与模型的理论值接近. 但即使考虑到误差范围,  ${}_0S_2^{-1}$ ,  ${}_0S_2^0$  以及  ${}_0S_2^{-1}$  的观测值仍略小于理论值,  ${}_0S_2^{-1}$ ,  ${}_0S_2^0$  的观测值略大于理论值. 且五个分裂频率的平均值小于 1066A 模型和 PREM 模型理论分裂频率的平均值. 这有可能是地幔和地核横向密度变化的原因. 这说明现有地球模型还可进一步改进, 当然在完全确定这个结论前, 还需要更多有关此次大地震的观测结果, 其中还应包括地震仪的观测结果.

表 2 4 个欧洲超导重力仪台站观测到的  ${}_0S_2$  的分裂频率<sup>a)</sup>

	${}_0S_2^{-2}$	${}_0S_2^{-1}$	${}_0S_2^0$	${}_0S_2^1$	${}_0S_2^2$	平均值
C023	299.922±0.019	304.617±0.043	309.332±0.057	313.867±0.052	318.381±0.029	309.224±0.038
C026	299.970±0.025	304.645±0.056	309.341±0.047	313.892±0.064	318.454±0.034	309.260±0.034
CD029-L	299.975±0.026	304.503±0.034	309.263±0.026	313.906±0.048	318.405±0.027	309.210±0.027
CD030-U	299.977±0.022	304.610±0.062	309.234±0.041	313.784±0.058	318.439±0.031	309.209±0.043
1066A	299.9310	304.7944	309.4921	314.0210	318.3800	309.3237
PREM	299.8479	304.7817	309.3972	314.0127	318.3099	309.2699

a) 频率的单位为  $\mu\text{Hz}$ . 标有 1066A 以及 PREM 的行中的数据是由 1066A 和 PREM 地球模型得出

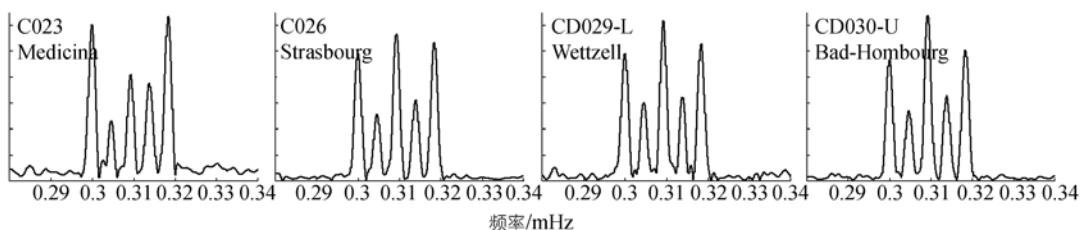


图 7

2004 年 12 月 26 日苏门答腊大地震后, 超导重力数据在  ${}_0S_2$  的理论频率值附近的振幅谱. 所用的汉宁窗为 5~305 h

频率低于 1 mHz 的球形模式自由振荡的分裂主要由科里奥利力引起. 5 个分裂频率  ${}_0\omega_2^m$  与其简并频率  ${}_0\omega_2$  的关系表示为

$${}_0\omega_2^m = {}_0\omega_2 + m \left( \frac{\Omega}{{}_0\omega_2} \right) b, \quad m = -2, -1, 0, 1, 2, \quad (3)$$

其中  $\Omega$  为地球自转角速度,  $b$  为分裂参数.  ${}_0S_2$  是频率最低的自由振荡. 其振荡频率最接近地球的自转频率, 因而  ${}_0S_2$  的分裂最为明显. 参数  $b$  与地球密度的径向分布积分有线性关系 [36]. 因此球形自由振荡的分裂参数对一维地球密度模型有线性约束作用. 这种约束就如同地球质量和转动惯量对地球模型的约束, 是独立的, 不受地球弹性参数的影响.  ${}_0S_2$  的分裂对地幔和地核的三维密度结构也十分敏感 [37], 因此, 仔细观察  ${}_0S_2$  的分裂频率可对地球横向密度结构模型进行线性约束, 是改进三维地球模型的重要手段.

#### 4 结束语

用小波带通滤波器处理新型超导重力仪在 2004 年苏门答腊大地震间的观测数据, 可在高信噪比情况下检测到 1.5 mHz 以下除  ${}_0T_5$ ,  ${}_0T_7$  和  ${}_1T_1$  以外的所有的环形自由振荡的耦合现象并首次观测到耦合信号  ${}_1T_2$  和  ${}_1T_3$ . 表明新型超导重力仪在频率低于 1.5 mHz 时能以很高的精度观察自由振荡信号. 用单个超导重力仪台站的数据观测到  ${}_2S_1$  的分裂现象, 充分显示了用小波方法得到的随时间和频率变化的气压导纳能有效的消除局部大气压波动对重力变化的影响. 多台超导重力仪的观测数据揭示了  ${}_0S_2$  的 5 个完全分裂谱峰, 表明在大地震后观测长周期自由振荡将是超导重力仪的一项重要观测任务. 我们的结论是超导重力仪是研究长周期自由振荡地震学不可缺少的观测设备, 而小波滤波器可有助于提高超导观测记录的信噪比.

**致谢** 衷心地感谢 GGP 数据中心为本研究提供了数据.

#### 参 考 文 献

- Crossley D, Hinderer J, Casula, et al. Network of superconducting gravimeters benefits a number of disciplines. *EOS Trans AGU*, 1999, 80(121): 125—126
- Kamal, Mansinha L. A test of the superconducting gravimeter as a long-period seismometer. *Phys Earth Planet Inter*, 1992, 71: 52—60[DOI]
- Richter B, Wenzel H, G Zörn W, et al. From Chandler wobble to free oscillations: comparison of cryogenic gravimeters and other instruments in a wide period range. *Phys Earth Planet Inter*, 1995, 91: 131—148[DOI]
- Freybourger M, Hinderer J, Trampert J. Comparative study of superconducting gravimeters and broadband seismometers STS-1/Z in subseismic frequency bands. *Phys Earth Planet Inter*, 1997, 101: 203—217[DOI]
- Banka D, Crossley D. Noise levels of superconducting gravimeters at seismic frequencies. *Geophys J Int*, 1999, 139: 97—97[DOI]
- van Camp. Measuring seismic normal modes with the GWR C021 superconducting gravimeter. *Phys Earth Planet Inter*, 1999, 116: 81—92 [DOI]
- Warburton R J, Brinton E W. Recent Developments in GWR Instrument's superconducting Gravimeters. In: *Cahiers du Centre Européen de Géodynamique et de Séismologie, Proceeding of Second Workshop: Non-tidal gravity changes: Intercomparison between Absolute and Superconducting Gravimeters*, 1995, 11: 23—56
- Richter B, Warburton R. A new generation of superconducting gravimeters enables the in-situ detection and elimination of offsets and interruptions from continuous gravity measurements. In: Ducarme B, eds. *Brussels: Proc 13th Symp Earth Tides*, 1998: 545—555
- Rosat S, Hinderer J, Crossley D. A comparison of the seismic noise levels at various GGP stations. *Bull Inf Marées Terrestres*, 2002, 135: 10689—10700
- Widmer R. What can superconducting contribute to normal mode seismology? *Bull Seismol Am*, 2003, 93(3): 1370—1380[DOI]
- Peterson J. Observation and modeling of seismic background noise. *US. Geological Survey, Open-File Reports*, 1993, 1-45: 93—322
- Daubechies I. *Orthonormal Bases of Compactly Supported Wavelet*. *Commun Pure Appl Math*, 1988, 41: 909—996
- Daubechies I. *Ten Lectures on Wavelets*. *CBMS-NSF Series in Applied Mathematics*, SIAM, Philadelphia, 1992
- Mallat S. Multiresolution approximations and wavelet orthonormal bases of  $L^2(\mathbb{R})$ . *Trans Am Math Soc*, 1989, 315: 69—87[DOI]
- Mallat S. A theory for multiscale signals decomposition: The wavelet representation. *IEEE Trans Pattern Anal Mach Intell*, 1989, 11: 674—693[DOI]
- Smith M, Barnwell T. Exact reconstruction for tree-structured subband coders. *IEEE Trans Acoust, Speech Signal Proce*, 1986, 34: 431—41

- 17 Zürn W, Widmer R. On noise reduction in vertical seismic records below 2 mHz using local barometric pressure. *Geophys Res Lett*, 1995, 22: 3537—3540[DOI]
- 18 Crossley D, Jensen O G, Hinderer J. Effective barometric admittance and gravity residuals. *Phys Earth Planet Inter*, 1995, 90: 221—241[DOI]
- 19 Crossley D, Hinderer J, Rosat S. Using the atmosphere-gravity correlation to derive a time-dependent admittance. *Bull Inf Marées Terrestres*, 2002, 136: 10809—10820
- 20 Hu X G, Liu L T, Hinderer J, et al. Wavelet filter analysis of local atmospheric pressure effects on gravity variations. *J Geodesy*, 2005, 79(8): 447—459[DOI]
- 21 Park J, Song T, Tromp J, et al. Earth's Free Oscillations Excited by the 26 December 2004 Sumatra-Andaman Earthquake. *Science*, 2005, 308: 1139—1144 [DOI]
- 22 Dziewonski A M, Anderson D L. Preliminary Reference Earth Model. *Phys Earth Planet Int*, 1981, 25: 297—356 [DOI]
- 23 Zürn W, GLaske, Widmer R, et al. Observation of Coriolis coupled modes below 1 mHz. *Geophys J Int*, 2000, 143: 113—118[DOI]
- 24 Masters G, Gilbert F. Attenuation in the earth at low frequencies. *Philos Trans R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1983, 308: 479—522
- 25 Tromp J, Zankerka E. Toroidal splitting observations from the great 1994 Bolivia and Kuril Islands earthquakes. *Geophys Res Lett*, 1995, 22: 2297—2300 [DOI]
- 26 Resovsky J, Ritzwoller M. New and refined constraints on three-dimensional Earth structure from normal modes below 3 mHz. *J Geophys Res*, 1998, 103(B1): 783—810[DOI]
- 27 Gilbert F, Dziewonski A M. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra. *Philos Trans R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1975, 278: 187—269
- 28 Slichter L B. The fundamental free mode of the Earth's inner core. *Proc National Acad Sci USA*, 1961, 47(2): 186—190
- 29 Rosat S, Hinderer J, Rivera L. First observation of 2S1 and study of the splitting of the football mode 0S2 after the June 2001 Peru earthquake of magnitude 8.4. *Geophys Res Lett*, 2003, 30(21): 2111, doi:10.1029/2003GL018304
- 30 Courtier N, Ducarme B, Goodkind J, et al. Global superconducting gravimeter observations and the search for the translational modes of the inner core. *Phys Earth Planet Inter*, 2000, 117: 3—20[DOI]
- 31 Woodhouse J. The coupling and attenuation of nearly resonant multiplets in the earth's free oscillations of the Earth. *Geophys J Res*, 1980, 61: 261—283
- 32 Dahlen F A, Tromp J. *Theoretical Global Seismology*. Princeton: Princeton University Press, Princeton NJ, 1998. 234—235
- 33 Dahlen F A, Sailor R. Rotational and elliptical splitting of the free oscillations of the Earth. *Geophys J R Astron Soc* 1979, 58: 609—623
- 34 Stein S, Geller R. Amplitudes of the earth's split normal modes. *J Phys Earth*, 1977, 25: 117—142
- 35 Stein S, Okla E. Seismology: Speed and size of the Sumatra earthquake. *Nature*, 2005, 434: 581—582 [DOI]
- 36 Backus G, Gilbert F. The rotational splitting of the free oscillations of the Earth. *Proc National Acad Sci USA*, 1961, 47: 362—371
- 37 Ritzwoller M, Lavelly E M. Three-dimensional seismic models of the Earth's mantle. *Rev Geophys*, 1995, 33: 1—66[DOI]