

重力固体潮 (M_2 波) 的海潮效应

张昭栋

郑金涵

(山东省地震局)

(国家地震局地球物理研究所)

摘 要

本文在计算海潮对重力固体潮观测的影响时,把全球海域分成近区和远区两部分。其中近区采用格林函数数值积分法,在远区对 $g^N(\theta)$ 采用卷积积分法,而对 $g^E(\theta)$ 利用函数级数拟合全球海潮潮高的球函数展开法。最后计算了北京、兰州和拉萨的重力固体潮观测值的海潮改正。

一、引 言

在重力固体潮观测中,由于观测仪器精度的提高和电子计算机的广泛使用,促进了对影响固体潮的间接效应的深入研究。特别是海洋潮汐对重力固体潮的影响问题,是目前固体潮观测研究中人们所关心的问题之一。

重力固体潮和海潮都是由月亮和太阳的起潮力引起的现象,由于它们的变化频率相同,所以用一般的滤波分析方法来分离它们是不大可能的。因此,一般都以海潮图为基础,引入地震学研究而提出的各种地球模型,通过积分、卷积和展开等方法计算出海潮的影响。

海潮本身是一个很复杂的现象,而它对重力固体潮的影响问题就更复杂了。海潮对重力固体潮观测产生两种影响,一种是海水质量产生的牛顿引力对重力的直接影响,另一种是由于海潮负荷引起的地壳形变及附加位所引起的间接影响。许多科学工作者对计算这两种影响的方法进行了研究。1960年Munk和MacDonald首先引入了类似于Love数的三个参数—负荷Love数〔1〕。1962年Longman在Boussinesq研究的基础上,从弹性方程和Poisson方程通过适当的边界条件,求出了负荷Love数的值,算出了地壳在单位负荷作用下的形变及对重力的影响〔2、3〕。1969年Pertsev提出了把全球海潮展开为球函数的计算方法〔4〕。1972年Farrell总结了在表面负荷下的地壳形变问题,根据各种地球模型把重力格林函数换算成便于计算的表格〔5〕。

在计算海潮对重力固体潮的影响时,一般把问题分为两部分来计算,一部分是距测站较近的海域产生的影响,即近区效应;另一部分是这个近区以外的全球其它海域产生的影响,即远区效应。本文在近区计算中采用了Farrell给出的重力格林函数卷积积分法。在远区计算中,对海潮的牛顿引力影响部分 $g^N(\theta)$ 采用直接积分法,而对形变和附加位变化部分 $g^E(\theta)$ 利用函数级数拟合球函数展开法。为了对比,本文采用四种不同的海潮图分别做了计算。而且还计算了北冰洋海潮对我国重力固体潮观测的影响。最

后利用本文计算的结果对北京、兰州和拉萨的重力固体潮观测值进行了海潮改正。

二、计算方法

文献〔5〕给出的重力格林函数为

$$g(\theta) = g^N(\theta) + g^E(\theta) \\ = \frac{-G}{4a^2 \sin \frac{\theta}{2}} + \frac{G}{a^2} \sum_{n=0}^{\infty} [2h'_n - (n+1)k'_n] P_n(\cos\theta) \quad (1)$$

其中 $g^N(\theta)$ 是海水质量产生的引力直接作用， $g^E(\theta)$ 是海潮负荷引起的地壳形变及因此产生的附加位变化的作用。

Pertsev曾提出把全球海潮潮高展开成球函数之和的方法来计算 $g^E(\theta)$ ，但由于展开阶数有限，因此计算精度受到限制。这是因为Green函数是负荷Love数的函数，由于负荷Love数本身收敛很慢，所以Green函数收敛也很慢。要提高球函数展开法的计算精度，关键在于 $g^E(\theta)$ 的计算精度。为此，本文利用一个函数级数通过最小二乘法原理与 $g^E(\theta)$ 拟合，再展开为球函数。

先定义一个函数

$$f(\theta) = \begin{cases} 0 & 0 \leq \theta \leq \gamma \\ G[2h'_n - (n+1)k'_n] & \gamma < \theta \leq \pi \end{cases} \quad (2)$$

其中 γ 是海域对测站近区和远区的分界角。

在区间 $\theta [0, \pi]$ 内，找一个M阶多项式

$$f_m(\theta) = \sum_{m=0}^M -\frac{2}{4\pi} \frac{m+1}{\pi} Z_m P_m(x) \quad (3)$$

其中 $x = \cos\theta$ ，利用最小二乘法原理与函数 $f(\theta)$ 拟合，使积分

$$\int_0^{\pi} [f_m(\theta) - f(\theta)]^2 dx$$

的值为最小，由此可得

$$Z_m = 4\pi G \sum_{n=0}^{\infty} \left(h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n \right) \int_{\gamma}^{\pi} P_n(x) P_m(x) dx \quad (4)$$

这样可推出

$$g^E(\theta) = -\frac{1}{a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f_m(\theta) \sigma ds - \frac{1}{a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} [f(\theta) - f_m(\theta)] \sigma ds$$

若把全球的海潮对某测站展开为球函数

$$\sigma = \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_m$$

而海洋潮汐负荷面密度

$$\sigma(\theta, \lambda, t) = \mu H(\theta, \lambda) \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (5)$$

其中 μ 为海水的密度, H 是海水的潮汐振幅, ω 为海水潮汐的角频率, φ_0 为初位相(当然, 以上是对某一潮汐分波而言)。因而可得出海潮负荷产生的重力影响为

$$\begin{aligned} \delta g &= g^t(\theta) + g^E(\theta) \\ &= \int \frac{G}{4\sin\frac{\theta}{2}} \sigma ds + \sum_{m=0}^m Z_m^k \sigma_m = \varepsilon \end{aligned} \quad (6)$$

其中 Z_m^k 是系数, 多项式 Z_m 在负荷Love数 $n=0, 1, 2, \dots, K$ 时的结果, ε 为截断误差

$$\varepsilon = \sum_{m=m+1}^{\infty} Z_m^k \sigma_m \quad (7)$$

为了计算系数 z_m^k , 由(4)式得知, 需求一个积分式的值。利用勒让德多项式的性质可得

当 $n \neq m$ 时

$$\begin{aligned} &\int_{\gamma}^{\pi} P_n(x) P_m(x) dx \\ &= \frac{1}{(m-n)(m+n+1)} \{ (m-n)xP_n(x)P_n(x) \\ &\quad + nP_m(x)P_{n-1}(x) - mP_n(x)P_{m-1}(x) \} \end{aligned} \quad (8)$$

当 $n = m$ 时

$$\begin{aligned} &\int_{\gamma}^{\pi} P_n(x) P_m(x) dx \omega \\ &= \frac{1}{2n+1} x [P_n(x)]^2 + \frac{1}{2n+1} \\ &\quad + \frac{2}{2n+1} \sum_{i=1}^{n-1} \{ x [P_i(x)]^2 - P_i(x)P_{i+1}(x) \} \end{aligned} \quad (9)$$

经过实际计算表明, 用函数级数拟合的球函数展开法比 Pertsev 的直接球函数展开法计算精度提高了。

三、计算结果和讨论

1、远区效应

首先要计算拟合系数多项式 Z_m^k , 由(4)式可知, 拟合系数 Z_m^k 是远区和近区分界角 γ 及负荷 Love 数取的阶数 K 的函数。利用 Pertsev 给出的负荷 Love 数 h' 和 k' 的值^[8], 将分界角 γ 值分别取 $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, \dots, 50^\circ$, 负荷 Love 数的阶数 K 值分别

取到50、100、150、…… 10^4 ，分别计算了相应的各组系数 Z_m^k 。表1和表2列出了其中的部分计算结果，表中的 m 是球函数展开的阶数。从表1与表2可以看出，分界角 γ 越

表1 系数 Z_m^k 在 $\gamma=10^\circ$ 时的数值(单位: $4 \times 10^{-4} \pi G$)

$K \backslash m$	0	1	2	4	8	14	22	30
100	-1359	-683	-870	-314	51	112	11	-45
200	-1362	-686	-873	-318	48	110	13	-40
500	-1380	-704	-890	-333	39	111	20	-39
700	-1377	-701	-887	-330	40	111	20	-39
1000	-1377	-702	-888	-331	40	111	19	-39

表2 系数 Z_m^k 在 $\gamma=15^\circ$ 时的数值(单位: $4 \times 10^{-4} \pi G$)

$K \backslash m$	0	1	2	4	8	20	30
50	-1167	-482	-714	-139	122	-38	7
100	-1127	-456	-653	-133	126	-41	9
200	-1097	-428	-626	-113	129	-43	15
500	-1097	-427	-626	-112	125	-44	16
2000	-1097	-427	-625	-112	129	-44	16
6000	-1097	-427	-626	-113	129	-44	16
10000	-1097	-427	-626	-112	129	-44	16

大，系数 Z_m^k 则收敛得越快。但是 γ 也不能取得太大，太大不能使分界角内包含远区海域的子块，这样收敛的值会发生变化。比较在负荷Love数 K 为50到 10^4 时所得到的 Z_m^k 的结果(表2)可以看出，当 $\gamma=15^\circ$ 时， K 取200及大于200所得到的各组 Z_m^k 的值与 K 取 10^4 对应的各组值是十分接近的。当 $\gamma=10^\circ$ 时(表1)， K 取500和大于500所得到的各组 Z_m^k 的值与 K 取 10^3 时各组的值是十分接近的。因此，为了节省计算时间而达到一定的精度要求(最后对重力影响小于 $0.01 \times 10^{-8} / s^2$)，只要将 K 取到500就够了。表3和表4分别给出了不同 γ 角对北京和上海远区效应计算结果的影响(M_2 分波)。由于北京距最近的海潮负荷子块大约 25° ，从表3可以看出，当 γ 在 0° 到 20° 之间时，各结果基本一致，振幅之间相差不到 $0.005 \times 10^{-8} m / s^2$ ，位相之间相差不到 0.5° 。当 γ 超过 20° 时，振幅和位相的值都变小。这是由于超过 20° 以后有部分海潮负荷子块被漏掉。而上海距最近的海潮负荷子块不到 15° ，所以当 γ 超过 10° 以后振幅和位相都变小了。表3和表4

表 3 不同 r 值对北京计算结果的影响

γ (°)	$A(10^{-8}m/s^2)$	ζ (°)
0	1.24	32
5	1.20	32
10	1.21	32
15	1.21	32
20	1.21	32
30	1.12	20
40	0.96	17
50	0.77	22
积分法	1.21	32

表 4 不同 r 值对上海计算结果的影响

γ (°)	$A(10^{-8}m/s^2)$	ζ (°)
0	1.63	44
5	1.58	45
10	1.59	44
15	1.50	39
20	1.26	29
30	1.14	5.1
40	0.90	8.2
50	0.78	2.6
积分法	1.59	44

中的 A 是海潮对重力固体潮 (M_2 分波) 影响的振幅, ζ 是相对于格林威治的位相滞后, 两个表都是利用 Богданов 海潮图的计算结果。

利用前面的计算方法, 采用四种不同的海潮图 (Zahel^[7]、Pekeris^[8]、Богданов^[9] 和 Hendershott^[10]), 对我国北京等二十四个测站进行了计算。对四种海潮图都用 $5^\circ \times 5^\circ$ 网格进行分块采样, 全球的海水密度统一取 $1.026g/cm^3$ 。四种海潮图的部分计算结果列在表 5 中。表中 ζ 是相对于格林威治的位相滞后、其数值前的负号表示位相超前 (以下相同)。从表中可以看出四种海潮图的计算结果相差较大, 而 Zahel 和 Pekeris 两种海潮图的计算结果有些相近。所以会有这样大差异的原因, 主要是四种海潮图给出的潮高和位相差异比较大。例如在西经 170° 左右的赤道附近的太平洋海域上, Pekeris 的海潮图上振幅为 150 厘米, 而 Богданов 的海潮图上还不到 50 厘米。

表 5 远区海潮的重力影响 (M_2 分波)

测站	作者	Бор		Zah		Pek		Hen	
		振幅、位相		振幅、位相		振幅、位相		振幅、位相	
		A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ (°)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ (°)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ (°)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ (°)
北 京		1.21	32	0.21	-39	0.28	-55	2.17	-108
上 海		1.59	44	0.24	3.9	0.36	-71	2.78	-103
武 汉		1.29	43	0.14	-57	0.38	-98	2.87	-105
广 州		1.41	54	0.04	162	0.50	239	3.64	-103
兰 州		0.96	30	0.41	-89	0.41	259	2.55	-109
昆 明		0.80	32	0.59	244	0.75	233	3.74	-107
拉 萨		0.66	10	1.11	261	0.86	247	3.55	-112
乌鲁木齐		0.83	16	0.70	-84	0.42	-84	2.11	-115

为了把本文使用的方法与 Farrell 数值积分法比较, 用 Богданов 的海潮图也做了数值积分的计算, 其结果列在表 6 中。由表 6 可见, 两种方法的结果非常一致。其中个别

点稍有差异,例如拉萨测站,由于它距印度洋不到 10° ,而函数级数拟合球函数展开法中是按 $\gamma=10^\circ$ 计算的,因而一些小于 10° 的海潮负荷子块被漏掉,所以结果出现差异。而当分界角 γ 取 5° 时,利用球函数展开法计算的结果为 $0.689 \times 10^{-8} \text{ m/s}_2$ 与 4.8° ,这和

表6 两种计算方法结果的比较

测站	方法		I 球函数展开		I 数值积分		(I - I) / I %	
	振幅位相		A (10^{-8} m/s^2)	ζ ($^\circ$)	A (10^{-8} m/s^2)	ζ ($^\circ$)	A偏差	ζ 偏差
北 京			1.210	31.9	1.205	31.9	0.4	0.0
上 海			1.590	44.0	1.592	44.4	-0.1	-0.9
武 汉			1.288	43.0	1.292	43.2	-0.3	-0.5
广 州			1.407	54.2	1.393	54.1	1.0	0.2
兰 州			0.961	30.0	0.955	29.2	0.6	2.7
昆 明			0.795	32.2	0.799	31.9	-0.5	0.9
拉 萨			0.661	10.1	0.685	3.3	-3.5	204.2
乌鲁木齐			0.833	15.8	0.841	15.7	-0.9	0.6

积分法结果是一致的。总之,两种方法的结果相对偏差一般不到百分之一。而就球函数展开法和积分法的计算所用的时间而言,若只计算几个测点的结果,用积分法较快。若要计算较多测点的值,则用球函数展开法较快。

表7 球函数展开阶数对计算结果的影响

为了比较球函数展开的阶数 m 对计算结果的影响,利用Богданов的海潮图分别计算了零至三十阶的远区影响值。表7给出了在 $\gamma=15^\circ$ 时北京测站的部分结果。从这个结果可以看出,随着展开阶数的增加,振幅 A 并不是均匀增加的,而是在增加过程中有所波动。把展开到15阶的结果与展开到30阶的相比,振幅只差 $0.005 \times 10^{-8} \text{ m/s}_2$,位相只差 0.7° ,这个精度对目前重力固体潮观测的海潮改正是够用的了。因此用球函数展开法计算时,一般只要展开到15阶就可以了。展开到15阶所需的时间只有展开到30阶的四分之一,这样可以节省计算时间。

m	A (10^{-8} m/s^2)	ζ ($^\circ$)
5	1.141	26.4
10	1.221	35.5
13	1.217	32.8
15	1.213	32.4
18	1.206	33.1
20	1.214	32.7
22	1.205	31.8
24	1.205	31.6
26	1.206	31.7
28	1.209	31.7
30	1.208	31.7

如果海水的质量是守恒的,那么海潮负荷面密度对整个海域的面积分应为零,即

$$\int \sigma ds = 0$$

但是计算表明,采用的四种海潮图都不能满足上式。把用此积分算出的多余海水质量平均分配在全球海域中,进行海水质量守恒的改正。这四种海潮图考虑海水质量守恒改正后的结果部分列在表8中。与表5没有考虑海水质量守恒相应的结果比较,两者是有差异的,而变化较大的是Hendershott海潮图的结果。海水质量不守恒的原因,主要是由于海潮图本身与实际海潮情况不同,其次是由于对海潮图分块采样造成的误差。此外,

表8 考虑海水质量守恒后的远区海潮影响

测站	振幅 位相	作者		Bor.		Zah.		Pek.		Hen.	
		A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)		
北 京		0.57	40	0.13	17	0.17	-47	0.95	116		
上 海		1.01	57	0.27	43	0.24	-73	4.47	118		
武 汉		0.71	60	0.06	55	0.28	247	1.74	111		
广 州		0.89	75	0.19	112	0.44	225	1.72	128		
兰 州		0.31	39	0.25	263	0.32	246	1.025	99		
昆 明		0.18	61	0.46	231	0.70	224	1.82	92		
拉 萨		0.24	-67	0.95	257	0.78	240	1.73	78		
乌鲁木齐		0.22	-10	0.53	-87	0.31	269	0.46	90		

把近区和远区海域分开考虑也造成一定的误差。

2、近区海潮的重力影响

计算时对近区海域（渤海、黄海和东海）采用沈育疆编绘的海潮图〔11〕，南海地区采用Dang Cong Minh的海潮图〔12〕，日本海和北纬 20° 以北及东经 160° 以西的太平洋海域采用Tanaka和Tsukamoto的海潮图〔13,14〕。对海潮图的采样分块网格在近海岸海域用 $15' \times 15'$ ，稍远一点用 $30' \times 30'$ ，再远一些用 $1^\circ \times 1^\circ$ ，到太平洋则用 $5^\circ \times 5^\circ$ 。近区计算方法是采用Farrell给出的G-B地球模型得出的重力Green函数进行数值积分，表9列出了其中部分结果。近区海域对靠近海岸的测站影响很大，而对离海岸较远

表9 近区海潮的重力影响

测站	振幅 位相	不考虑海水质量守恒		考虑海水质量守恒	
		A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)	A ($10^{-8}m/s^2$)	ζ ($^\circ$)
北 京		0.48	92	0.43	92
上 海		2.46	218	2.49	219
武 汉		0.53	149	0.48	164
广 州		0.85	206	0.87	208
兰 州		0.25	119	0.20	125
昆 明		0.19	152	0.18	166
拉 萨		0.12	124	0.08	144
乌鲁木齐		0.13	101	0.08	108

的测站影响较小，也就是说近区影响的区域性较强。相比而言，远区海域影响的区域性不强。

3、北冰洋海潮的影响

由于北冰洋大部分洋面常年结冰，所以大多数计算海潮对重力固体潮影响的作者没有考虑北冰洋的海潮影响。1976年M·Moens计算了北冰洋海潮的重力效应，所得的结

果能较圆满地解释北冰洋沿岸一些测站的观测结果〔15〕。本文采用了文献〔15〕中的北冰洋 M_2 分波海潮图,利用Farrell给出的Green函数进行积分,计算了北冰洋海潮对我国的重力影响,所得部分结果列在表10中。从表中可见,北冰洋海潮对我国重力影响一般不到 $0.1 \times 10^{-8} \text{m/s}^2$,而且对我国各地的影响区域差异不大。由于海潮的重力影

表10 北冰洋海潮的重力影响

测站	振幅 位相	不考虑海水质量守恒		考虑海水质量守恒	
		A (10^{-8}m/s^2)	ζ ($^\circ$)	A (10^{-8}m/s^2)	ζ ($^\circ$)
北 京		0.091	192	0.041	197
上 海		0.079	189	0.028	190
武 汉		0.077	191	0.027	195
广 州		0.072	190	0.022	193
兰 州		0.084	195	0.034	204
昆 明		0.072	192	0.028	221
拉 萨		0.077	195	0.027	208
乌鲁木齐		0.105	202	0.057	214

表11 重力固体潮观测值的海潮改正结果

作者	测站 潮汐因子和位相 条件	北 京		兰 州		拉 萨	
		δ'	$\Delta\psi'$ ($^\circ$)	δ'	$\Delta\psi'$ ($^\circ$)	δ'	$\Delta\psi'$ ($^\circ$)
Bor.	I	1.1565	2.10	1.1548	1.84	1.1786	1.19
	II	1.1535	1.40	1.1469	1.29	1.1773	1.17
	III	1.1555	2.05	1.1535	1.78	1.1683	0.91
	IV	1.1561	2.10	1.1465	1.26	1.1679	0.90
Zah.	I	1.1576	0.85	1.1478	0.67	1.1641	0.03
	II	1.1567	0.77	1.1460	0.76	1.1627	0.13
	III	1.1541	0.93	1.1466	0.61	1.1628	0.01
	IV	1.1562	0.71	1.1456	0.73	1.1629	0.11
Pek.	I	1.1595	0.78	1.1481	0.69	1.1609	0.46
	II	1.1585	0.69	1.1466	0.72	1.1599	0.51
	III	1.1503	1.00	1.1468	0.63	1.1596	0.44
	IV	1.1573	0.73	1.1461	0.69	1.1595	0.55
Hen.	I	1.2225	-0.78	1.1274	3.69	1.1552	4.21
	II	1.1430	-0.07	1.1561	-0.06	1.1434	1.97
	III	1.2021	-0.73	1.1213	3.01	1.1511	3.18
	IV	1.1487	-0.08	1.1511	-0.06	1.1403	1.83
未经海潮改正值		1.1617	0.48	1.148	0.9	1.1678	1.07

表12 海潮改正结果剩余矢量的模 (单位: $10^{-8}m/s^2$)

作者 \ 剩余矢量的模 \ 条件		北 京		兰 州		拉 萨	
		D	D-C	D	D-C	D	D-C
Bor.	I	1.88	1.44	1.84	0.77	1.73	0.42
	II	1.28	0.84	1.42	0.36	1.67	0.36
	III	1.84	1.40	1.79	0.72	1.15	-0.16
	IV	1.88	1.44	1.40	0.34	1.13	-0.18
Zah.	I	0.77	0.33	0.89	-0.17	0.23	-1.07
	II	0.70	0.27	1.01	-0.05	0.21	-1.09
	III	0.87	0.43	0.89	-0.17	0.16	-1.15
	IV	0.65	0.22	1.01	-0.06	0.21	-1.10
Pek.	I	0.70	0.26	0.89	-0.17	0.53	-0.78
	II	0.62	0.18	0.97	-0.10	0.58	-0.72
	III	0.99	0.55	0.90	-0.17	0.50	-0.80
	IV	0.66	0.23	0.96	-0.10	0.63	-0.68
Hen.	I	2.85	2.41	3.94	2.87	4.82	3.51
	II	0.75	0.32	0.20	-0.86	2.43	1.12
	III	1.97	1.54	3.49	2.42	3.66	2.36
	IV	0.54	0.11	0.44	-0.62	2.36	1.05
未经海潮改正值		0.44		1.06		1.31	

响数值很小一般不到1, 所以北冰洋海潮的重力影响不能忽视。例如北京测站北冰洋的影响相当于Zahel海潮图计算的影响的45%。

4、重力固体潮观测值的海潮改正

利用以上计算的结果, 对我国几个测站的重力固体 (M_2 分波) 观测值进行了海潮影响的改正。其中兰州的观测值是Ducarme给出的〔16〕, 北京和拉萨的观测值是陈益惠给出的〔17〕。表11列出了观测值及其改正后的结果。表中条件I表示不考虑北冰洋海潮也不考虑海水质量守恒的结果, 条件II表示考虑海水质量守恒但不考虑北冰洋海潮的结果, 条件III表示不考虑海水质量守恒但考虑北冰洋海潮的结果, 条件IV表示既考虑海水质量守恒又考虑北冰洋海潮的结果。我们可以做出重力固体潮观测值和理论值1.16倍之积的剩余矢量之模(表12中的D)。还可以做出这个模与改正前的剩余矢量模C之差(表12中的D-C)。如果以剩余矢量模的大小来判断海潮改正后的效果, 从表12的结果可以统计出, 考虑海水质量守恒后的海潮改正结果比不考虑的结果, 剩余矢量模(D-C)有75%变得小了些, 即改正效果更好了些。考虑北冰洋海潮影响的结果比不考虑的结果, 有67%变得改正效果更好了些。若海水质量守恒和北冰洋潮汐两者同时考虑比两者都不考虑的结果, 有67%改正效果更好了些。由此可见, 应当考虑海水质量守恒和北冰洋潮汐对我国重力固体潮观测的影响。然而北冰洋潮汐对我国的重力影响

只有 $0.1 \times 10^{-8} \text{ (m/s}^2\text{)}$ ，就我国目前的观测精度而言，是没有必要考虑的。但随着观测精度及海潮改正精度的提高，这种影响是值得考虑的。

从表12还可以看出，四种海潮图对北京观测值的海潮改正效果不理想，而对兰州和拉萨观测值的海潮改正效果较好。特别是Zahel海潮图对拉萨的结果比较理想，其剩余矢量模未经改正结果为 $1.31 \times 10^{-8} \text{ (m/s}^2\text{)}$ ，海潮改正后降低到 $0.2 \times 10^{-8} \text{ (m/s}^2\text{)}$ 就四种海潮图对三个测站的海潮改正效果来看，以Zahel和Pekeris的海潮图较好。因为这两种海潮图中 I—IV 的四种条件下，剩余矢量模之差 (D—C) 都变小了。

四、小 结

1、用函数级数拟合球函数展开法计算远区海潮的重力效应时，系数 Z_m^k 中的负荷 Love 数只要取到500阶就够了；球函数展开阶数取到15阶既能满足现在的观测精度要求，又可以比展开到30阶节省三倍的计算时间；近区与远区的分界角 γ 越大，则计算时的收敛速度越快。

2、不同作者的海潮图对我国重力固体潮观测影响的计算结果相差较大。就本文来看以Zahel和Pekeris的海潮图计算结果较好。因此提高海潮图的精度变成了一个急待解决的问题。

3、考虑海水质量守恒和考虑北冰洋潮汐影响的结果，比不考虑的海潮改正结果效果要好一些。

本文是在顾功叙教授和刘克人老师的指导帮助下完成的。曾融生和吴庆鹏两教授审阅过本文的初稿，并提出了宝贵意见，特向他们深表谢意。

(1986年1月7日收到初稿)

参 考 文 献

- [1] W. H. Munk, and G. J. F. MacDonald, The Rotation of the Earth, A Geophysical Discussion, Cambridge University Press, P. 29, 1960.
- [2] I. M. Longman, A Green's Function for Determining the Deformation of the Earth under Surface Mass Loads 1 Theory, J. Geophys. Res., 67, 846-850, 1962
- [3] I. M. Longman, A Green's Function for Determining of the Earth under Mass Loads 2 Computation and Numerical Results, J. Geophys. Res., 68, 2, 485-496, 1963
- [4] B. P. Pertsev, The Effect of Ocean Tide upon Earth Tide Observation, Sixieme Symp. Intern. Sur Les Marees Terrestres Strasbourg, 113-115, 1969
- [5] W. E. Farrell, Deformation of the Earth by Surface Loads, Rev. Geophys. Space Phys., 10, 761-797, 1972
- [6] B. P. Pertsev, et al. Spatial Distribution of Ocean Tide M_2 Corrections to Tidal Gravity Measurements in the Northern Hemisphere, Proc. 7th Int. Symp. Earth Tides, Akademiai Kiado Budepest, 391-369, 1976
- [7] M. Zahel, A Global Hydrodynamic-numerical 1-model of the Oceantide the Oscillation System of the M_2 Tide and its Distribution of Energy Distribution, Annales de Geophys-

- ique, t. 33, 1977.
- [8] C. L. Pekeris, et al. Solution of Laplace Equations for the M_2 Tide in the World Ocean, Phil. Trans. Roy. Soc. A 265, 413-436, 1969.
- [9] Богданов К. Т., Магарик В. А., Численное решение задачи о распространении полусу-толчных волн (M_2 и S_2) в мировом океане, надкалы А Н СССР, т 172, 16. 1967.
- [10] M. C. Hendershott, The effects of solid earth deformation on global ocean tides, Geoph. J. Roy. Astron. Soc., 29, 389-402, 1972.
- [11] 沈奇疆, 东中国海潮汐数值计算, 山东海洋学院学报, 10, 3, 26-35, 1980.
- [12] Dang Cong Minh, Propagation of Tidal Waves and Tidal Sea Level Fluctuations in the South China Sea, Oceanology, 15, 402-407, 1976.
- [13] T. Tanaka, Effect of Ocean Tides on Gravity Tides in Japan—the Case of M_2 Tide, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 50, 141-147, 1977.
- [14] Tsukamoto, et al. On Effects of Oceanic Tides upon Gravimetric Tides for Diurnal Constit-uents, J. Geod. Soc. Japan, 24, 4, 226-233, 1978.
- [15] M. Moens, Solid Earth and Arctic Oceanic Loading Tide at Longgeonbyen (Snitsbergen), Phys. Earth and Plan. Interiors, 13, 3, 197-211, 1976.
- [16] B. Ducarme, et al. A Trans-World Tidal Gravity Profile, Phys. Earth Plane. Int., 16, 3, 257-276, 1978.
- [17] 陈益惠等, 北京、四川和西藏地区重力固体潮的研究, 中国科学, 8, 779-785, 1980.

THE EFFECT OF OCEANIC TIDES (M_2) ON THE GRAVITY TIDAL OBSERVATIONS

Zhang Zhaodong

(Seismological Bureau of Shandong province)

Zheng Jinhan

(Institute of Geophysics, State Seismological Bureau)

Abstract

In this paper, the calculation methods of the effect of oceanic tides (M_2) on the gravity tidal observations are discussed. The global oceanic area is divided into two parts: the near area and the far area. In the near area, the numerical integration method with Green function is adopted. In the far one, convolution integration is used for the $g^N(\theta)$, while a spherical harmonic expansion in which the function series is fitted with the global oceanic tide height is used for the $g^E(\theta)$. Finally, the corrections of the effect of oceanic tides on the gravity tidal observations in Beijing, Lanzhou and Lasa were calculated.