

УДК 551.24

АНОМАЛІЇ СИЛИ ТЯЖІННЯ В АКВАТОРІЯХ АНТАРКТИЧНОГО ПІВОСТРОВА ЗА ДАНИМИ СУПУТНИКОВОЇ ГРАДІЄНТОМЕТРІЇ GOCE, МОРСЬКОЇ ТА АЕРОГРАВІМЕТРІЇ

Д.О. Марченко, В.Ю. Максимчук

Карпатське відділення Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Львів, Наукова, 3Б, dmitriy.marchenko@gmail.com

Побудовано поле аномалій сили тяжіння у вільному повітрі за даними супутникової місії GOCE, морської та аерографіметрії на рівномірній сітці з дискретністю $1'$. Для побудови застосовано модифікований метод Гаусса–Колмогорова–Вінера. Отриманий результат дозволив прослідкувати зв'язок гравітаційного поля з тектонікою регіону.

Аномалии силы тяжести в акваториях Антарктического полуострова по данным спутниковой градиентометрии GOCE, морской и аэрографиметрии.

Д.О. Марченко, В.Ю. Максимчук

Реферат. Построено поле аномалий силы тяжести в свободном воздухе по данным спутниковой миссии GOCE, морской и аэрографиметрии на равномерной сетке с дискретностью $1'$. Для построения использован модифицированный метод Гаусса–Колмогорова–Винера. Полученный результат позволил проследить связь гравитационного поля с тектоникой региона.

Gravity field anomalies in Antarctic Peninsula area based on GOCE satellite gradiometry, marine and aerogravimetry.

D.O. Marchenko, V.Yu. Maksymchuk

Abstract. Regular $1'$ free-air anomalies grid was constructed on the basis of GOCE data, marine and aerogravity data. For this the Gauss-Kolmogorov-Winer algorithm was applied with some modifications. Resulting set shows a connection between the gravity field and tectonic in region.

Keywords: Antarctic, tectonic, satellite gradiometry, gravity force

Вступ

Величезні території Антарктичного континенту лишаються невивченими з геодезичної та геофізичної точки зору у зв'язку зі складними географічними умовами. Це стосується й гравітаційного поля. Перспективним методом дослідження гравітаційного поля на великих площах цього регіону є супутникова градієнтометрія, морська гравіметрія та аерографіметрична зйомка. Поодинокі гравіметричні виміри та аерографіметричні кампанії проводяться з 1991 р. У представленій роботі розглянуто питання побудови високоточної матриці аномалій сили тяжіння у вільному повітрі на основі комбінації супутникової градієнтометрії GOCE з морською та аерографіметриєю.

Таким чином, вихідні гравітаційні дані обиралися з двох незалежних джерел. Перше джерело – значення аномального поля сили тяжіння, отримане за допомогою супутникової місії GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer – Визначення гравітаційного поля та стаціонарної циркуляції океану). Супутник GOCE, розроблений промисловим консорціумом, до складу якого входять 45 компаній 13-ти європейських країн, дозволив отримати просторове гравітаційне поле Землі з високою, порівняно з

попередніми супутниковими місіями для моніторингу гравітаційного поля (GRACE, CHAMP), деталізацією. Його орбіта становила близько 260 км, оскільки варіації гравітаційного поля значно сильніші біля поверхні Землі. Для вимірів сили тяжіння збурення окремих частин супутника мало бути відсутнє, тому й розроблений він таким чином, що являє собою один надзвичайно чутливий сенсор.

Друге джерело – дані аерографіметричних зйомок та морської гравіметрії з бази даних ADGRAV, що підтримується науковим комітетом з вивчення Антарктики – SCAR (<http://www.scar.org/>). Необхідно зазначити, що не всі аерографіметричні дані (вільні аномалії сили тяжіння) містять інформацію про висоту літака при вимірюваннях, що фактично робить їх повністю непридатними для аналізу. Тому було обрано лише дані, редуковані на земну поверхню у вигляді вільних аномалій сили тяжіння. Гравітаційну вивченість регіону наведено на рис. 1 (Рис. 1, 3, 4-7 див. на кольоровій вклейці між 64 і 65 стор.). Загальна кількість масиву складала близько 30 мільйонів значень. На основі цих значень було побудовано рівномірну сітку аномалій поля сили тяжіння з дискретністю $1' \times 1'$.

Побудова високоточної матриці аномалій сили тяжіння в акваторіях Антарктичного півострова

На нинішній час розроблено низку методів, які дозволяють розв'язати задачу визначення характеристик зовнішнього гравітаційного поля Землі з тим чи іншим рівнем точності. Іншими словами, для побудови рівномірної сітки або визначення трансформант гравітаційного поля як у глобальному, так і в локальному масштабі основним методом є метод середньої квадратичної колокації, вперше запропонований 1962 р. У. Каулюю та Г. Моріцом [Moritz, 1980]. Вони використали його для прогнозу значень прискорення вільного падіння в точках земної поверхні, в яких не було виконано (а практично неможливо було виконати з об'єктивних причин) гравіметричних спостережень. Було встановлено зв'язок між урівноваженням за методом найменших квадратів і прогнозом за методом колокації (в 1968-1969 рр. Т. Крауп дає строге математичне обґрунтування цього зв'язку). “Статистичний” підхід до загальної теорії методу колокації було розроблено Г. Моріцом в 1969-1971 рр. (Moritz, 1980).

Згідно з методом середнього квадратичного прогнозу (2), розв'язок для сигналу $(m \times 1)$ -вектора $\mathbf{s} = [s_1, s_2, \dots, s_m]^T$ може бути знайдений як

$$\mathbf{s} = \mathbf{C}_{st^*} \mathbf{C}_{lt^*}^{-1} \mathbf{I}^*, \quad (1)$$

де $(q \times 1)$ -вектор $\mathbf{I}^* = [I_1^*, I_2^*, \dots, I_q^*]^T$ представляє задану кількість точок спостережень;

$\mathbf{C}_{lt^*} = \text{cov}(\mathbf{I}^*, \mathbf{I}^*) = E\{\mathbf{I}^* \cdot \mathbf{I}^{*T}\}$ та $\mathbf{C}_{st^*} = \text{cov}(\mathbf{s}, \mathbf{I}^*) = E\{\mathbf{s} \cdot \mathbf{I}^{*T}\}$ – коваріаційні матриці; символ E є математичним сподіванням. Найкраща лінійна оцінка з мінімумом дисперсії вектора сигналу \mathbf{s} є можливою (для заданих коваріаційних матриць в (1)) в елементах спостережень \mathbf{I}^* , якщо виконуються наступні умови:

$$E\{\mathbf{I}^*\} = \mathbf{0}, \quad E\{\mathbf{s}\} = \mathbf{0}. \quad (2)$$

Відповідно до рекомендацій (2), коли перша умова (2) не виконується, можна сформулювати новий вектор “центрованих” спостережень наступним чином. По-перше, потрібно обчислити середнє значення

$$L_{mean} = \frac{\sum_{i=1}^q I_i^*}{q}. \quad (3)$$

По-друге, слід обчислити новий вектор \mathbf{I} “спостережень”, віднімаючи від \mathbf{I}^* середнє значення (3):

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}^* - L_{mean}. \quad (4)$$

По-третє, використовується цей вектор \mathbf{y} (1) для побудови коваріаційної функції та коваріаційних матриць для подальшого прогнозу сигналу \mathbf{s} :

$$\mathbf{s} = \mathbf{C}_{sl} \mathbf{C}_{ll}^{-1} \mathbf{I}. \quad (5)$$

На останньому кроці відтворюємо L_{mean} в сигнальній частині (5) та складаємо функцію $Z(X, Y)$ в наступному вигляді:

$$Z(X, Y) = L_{mean} + \mathbf{C}_{sl} \mathbf{C}_{ll}^{-1} \mathbf{I}. \quad (6)$$

Важливо зазначити, що таке вилучення систематичної частини чи деякої трендової частини може мати інші відповідні розв’язки:

$$Z(X, Y) = \tilde{Z}(X, Y) + \mathbf{C}_{sl} \mathbf{C}_{ll}^{-1} \mathbf{I}, \quad (7)$$

з функцією $\tilde{Z}(X, Y)$, що описує цю систематичну частину під умовами (2). Для побудови коваріаційних матриць в (6) та (7) традиційно використовуються:

- а) обчислення емпіричної коваріаційної функції (ЕКФ),
- б) апроксимація ЕКФ за допомогою відомої аналітичної коваріаційної функції Гаусса (АКФ)

$$F(r) = C_0 \cdot e^{-\alpha^2 \cdot r^2} = C_0 \cdot 2^{-\left(\frac{r}{d}\right)^2}, \quad (8)$$

де r – відстань між двома точками, а параметр α зв’язаний з довжиною кореляції d (2):

$$\alpha = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{d}. \quad (9)$$

Вираз (7) дозволяє інтерполювання в загальному випадку хаотично або нерегулярно розподілених даних виключно чисельним алгоритмом. Нижче розглянуто випадок (7) та отримано відповідні точні вирази, названі тут як GKW-інтерполяційні формули Гаусса–Колмогорова–Вінера для рівномірної прямокутної сітки.

Запишемо згідно (1) інтерполяційну формулу (7) для дев’яти вузлів (див. рис. 2), які відповідають одиничній клітинці регулярно розподілених даних. Припускаючи, що перша точка (X_1, Y_1) розміщена в початку O плоскої системи координат XY , та нумеруючи інші точки проти ходу годинникової стрілки, отримуємо наступне позначення для даної функції відповідних дев’яти заданих вузлів $Z(X, Y)$:

$$\left. \begin{array}{l} Z_1 = Z(X_1, Y_1) = Z(0,0) \\ Z_2 = Z(X_2, Y_1) = Z(1,0) \\ Z_3 = Z(X_3, Y_1) = Z(2,0) \\ Z_4 = Z(X_3, Y_2) = Z(2,1) \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} Z_5 = Z(X_3, Y_3) = Z(2,2) \\ Z_6 = Z(X_2, Y_3) = Z(1,2) \\ Z_7 = Z(X_1, Y_3) = Z(0,2) \\ Z_8 = Z(X_1, Y_2) = Z(0,1) \\ Z_9 = Z(X_2, Y_2) = Z(1,1) \end{array} \right\}. \quad (10)$$

Відстань r_i з досліджуваної точки $P(X, Y)$ до i -го вузла інтерполяції будемо обчислювати за формулою:

$$r_i = \sqrt{(X - X_i)^2 + (Y - Y_i)^2}. \quad (11)$$

Для цього випадку дисперсія C_0 може бути прийнята рівною одиниці ($C_0 = 1$). Практичне застосування GKW-інтерполяції у випадку 9 точок вимагає всіх 6 емпіричних коваріацій ($C(0), C(1), C(\sqrt{2}), C(2), C(\sqrt{5}), C(\sqrt{8})$) для визначення довжини кореляції, тому що в загальному ми не можемо визначити попередньо, до якого інтервалу ця довжина

кореляції належить. Для зменшення часу обчислень будемо застосовувати інтерполяційну формулу (7), що приводить до коваріаційної функції (8) з постійною довжиною кореляції.

У цьому випадку вводимо таку трендову функцію:

$$\tilde{Z}(X, Y) = p_0 + p_1 X + p_2 Y + p_3 X^2 + p_4 Y^2 + p_5 XY + p_6 XY^2 + p_7 X^2 Y, \quad (12)$$

що забезпечує найпростіший варіант розв'язання поставленої задачі, та обчислимо коефіцієнти $p_0 \dots p_7$ у такому вигляді:

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= \frac{35l_1^* + 2l_2^* - l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + 2l_6^* - l_7^* + 2l_8^* - 4l_9^*}{36}, \\ p_1 &= -\frac{8l_1^* - 10l_2^* + 2l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + 2l_6^* - l_7^* + 2l_8^* - 4l_9^*}{6}, \\ p_2 &= -\frac{8l_1^* + 2l_2^* - l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + 2l_6^* + 2l_7^* - 10l_8^* - 4l_9^*}{6}, \\ p_3 &= \frac{5l_1^* - 10l_2^* + 5l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + 2l_6^* - l_7^* + 2l_8^* - 4l_9^*}{12}, \\ p_4 &= \frac{5l_1^* + 2l_2^* - l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + 2l_6^* + 5l_7^* - 10l_8^* - 4l_9^*}{12}, \\ p_5 &= \frac{5l_1^* - 4l_2^* - l_3^* + 4l_4^* - 3l_5^* + 4l_6^* - l_7^* - 4l_8^*}{4}, \\ p_6 &= -\frac{l_1^* - l_3^* + 2l_4^* - l_5^* + l_7^* - 2l_8^*}{4}, \\ p_7 &= -\frac{l_1^* - 2l_2^* + l_3^* - l_5^* + 2l_6^* - l_7^*}{4}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

З відомими коефіцієнтами (13) тепер знайдемо наступні співвідношення для залишків у точках вимірів:

$$l_1 = l_3 = l_5 = l_7 = \frac{v}{36}, \quad l_2 = l_4 = l_6 = l_8 = -\frac{v}{18}, \quad l_9 = \frac{v}{9}, \quad (14)$$

де

$$v = \sum_{i=1}^4 (l_{2i-1}^* - 2l_{2i}^*) + 4l_9^*. \quad (15)$$

Так, для дисперсії цих залишків та першої коваріації отримаємо

$$C_0 = C(0) = \frac{1}{9} \sum_{i=1}^9 l_i^2 = \frac{v^2}{324}, \quad C_1 = C(1) = -\frac{v^2}{324}. \quad (16)$$

Звідси довжина кореляції d належить тепер проміжку $[0,1]$.

$$d = 0.25. \quad (17)$$

Застосовуючи (17), (14), (15) до формули (1), точний вираз для сигналу чи GKW-інтерполяційної формули може бути записаний у формі (7) так:

$$s(X, Y) = \left(U \sum_{i=1}^4 2^{-16r_{2i-1}^2} - V \sum_{i=1}^4 2^{-16r_{2i}^2} + W \cdot 2^{-16r_9^2} \right) \cdot v, \quad (18)$$

де відстань r_i ($i = 1 \dots 9$) обчислюється за формулою (11) та даними координат вузлів з (10).

Зауважимо також, що параметри U, V, W можуть бути прийняті з достатнім рівнем точності як наступні чисельні коефіцієнти

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{2^{96} (2^{16} + 2)^2}{36 \cdot (2^{32} - 1)^4} \approx 0.02777947, \\ V &= \frac{2^{48} (2^{80} + 3 \cdot 2^{64} + 2 \cdot 2^{48} + 2^{16} + 2)}{18 \cdot (2^{32} - 1)^4} \approx 0.05555810, \\ W &= \frac{(2^{64} + 2^{48} + 1)^2}{9 \cdot (2^{32} - 1)^4} \approx 0.11111450 \end{aligned} \right\} (19)$$

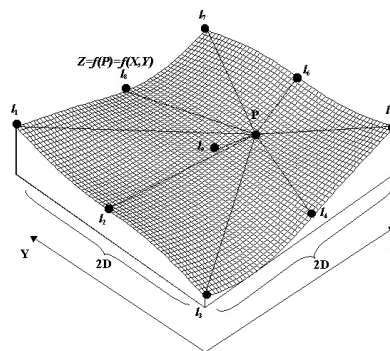


Рис. 2. До інтерполювання з дев'ятьма заданими вузлами (2D=2)

Таким чином, остаточною формулою для GKW-інтерполяції на основі дев'яти рівномірно розміщених вузлів набуває вигляду (Марченко Д., 2002)

$$Z(X, Y) = \tilde{Z}(X, Y) + s(X, Y) \quad (20)$$

Отже, на основі (20), використовуючи всі доступні гравіметричні дані, було побудовано рівномірну сітку аномалій сили тяжіння з дискретністю $1' \times 1'$ (рис. 3).

Обговорення результатів

Як видно з рис. 3, поле сили тяжіння характеризується значною диференціацією і змінюється в межах від -275 до 240 мГал. За морфологією в полі Δg досить виразно проявляються ділянки, де поле досить спокійне, малоградієнтне, а різновиражені контрастні зони високих градієнтів поля витягнуті. Для з'ясування походження зв'язку особливостей поля сили тяжіння з тектонікою регіону виконано його співставлення з тектонічними побудовами авторів (Sandwell, Anderson, Wessel, 2005). На рис. 4 представлено тектонічні одиниці (сині лінії) на фоні поля аномалій сили тяжіння.

Слід зазначити, що основна кількість розломів співпадає з гравітаційними аномаліями, що приурочені цим розломам, але деякі з них повторюють ці чітко виражені аномалії не повністю. Крім цього, прослідковується велика кількість інших розломів та блоків, не відмічених у вище зазначеній роботі.

На рис. 5 червоними лініями позначено тектонічні одиниці, які, на нашу думку, повинні бути відмічені згідно з сигналом аномального поля сили тяжіння досліджуваного регіону. Як бачимо, спостерігається досить чітка кореляція тектонічних структур з розподілом сили тяжіння. У північній частині довготного діапазону $-30^\circ - -50^\circ$ виразно проявляється плита Скотія, яка відділяється від Антарктичної плити контрастними зонами Δg – розломними зонами: зоною субдукції від Південно-Американської плити, трансформними розломами від Антарктичної плити та плити Фенікс (розлом Шеклтона). Яскраво проявляється у гравітаційному полі рифтова зона Брансвілд, яка простягається на північ від Антарктичного півострова. Оглядову тектонічну схему акваторій Антарктичного півострова показано на рис. 6. Звичайно, після побудови поля аномалій сили тяжіння високої дискретності в першу чергу постає питання про детальне вивчення цього поля в регіоні антарктичної станції Академік Вернадський. На рис. 7 представлено фрагмент отриманого поля Δg в регіоні Аргентинських островів. Аналізуючи цю карту, в першу чергу необхідно відзначити, що сучасні методи супутникових вимірювань гравітаційного поля Землі суттєво доповнюють локальну наземну/морську та аерографіметрії. Як бачимо, у гравітаційному полі виділяється градієнтна зона субмеридіонального простягання, що

проходить через УАС Академік Вернадський. Можемо припустити, що вона пов'язана з розломом Пенола. На захід від УАС досить виразно виділяється локальна аномалія, ймовірно пов'язана з блоком земної кори архіпелагу Аргентинські острови.

Висновки

У представленій роботі продемонстровано нове рішення для гравітаційних аномалій сили тяжіння у вільному повітрі в акваторіях Антарктичного півострова. Нові гравітаційні дані останньої геофізичної місії супутника GOCE в комбінації з морською та аерографіметриєю суттєво покращили ступінь вивченості регіону. Застосований математичний апарат для побудови поля аномалій сили тяжіння, як і в попередніх роботах авторів (Marchenko D., 2006; Марченко Д. та ін., 2010), показав надійний та стабільний розв'язок. Просторова структура гравітаційного поля узгоджується з основними структурно-тектонічними одиницями регіону..

Автори висловлюють подяку Українському антарктичному науковому центрові за часткове фінансування представленої роботи в рамках договору № Н/21-2013.

Список літератури

Марченко Д., 2002. Application of the least – squares prediction for interpolation of two variables in geodetic problems. Сучасні досягнення геодезичної науки та виробництва. Львів, 2002, № 1. С. 97–102.

Марченко Д., Максимчук В., Шимків Л., 2010. Побудова матриці аномалій Буге для території Карпатського регіону. Сучасні досягнення геодезичної науки та виробництва. Львів, 2010, № 2. С. 84–89.

Larter R., Barker P., 1991. Effects of ridge crest-trench interaction on Antarctic-Phoenix spreading: Forces on a young subducting plate. J. Geophys. Res. – 96. – P. 19,583–19,607.

Marchenko D., 2006. Approximation of the gravity field. Application to the South American Andes. TU Dresden, 2006. 112 pages.

Moritz, H., 1980. Advanced Physical Geodesy, H. Wichmann, Karlsruhe. 1980.

Sandwell, D., D. Anderson, and P. Wessel, 2005. Global Tectonic Maps. Plates, Plumes and Paradigms. Geol. Soc. Am. Spec. Paper 388, 1–10.