

УДК 551.24+551.25:539.3

## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕРМОМЕХАНІЧНИХ ПРОЦЕСІВ У СЕРЕДОВИЩАХ АКТИВНОЇ ВЗАЄМОДІЇ КОРИ ТА МАНТІЇ ЗЕМЛІ

**В. Фурман**

*Львівський національний університет імені Івана Франка,  
геологічний факультет, кафедра фізики Землі,  
вулиця Грушевського, 4, 79005, Львів, Україна,  
e-mail: fourman@franko.lviv.ua*

Розроблено модель та побудовано аналітичний розв'язок задачі визначення деформацій в активних середовищах кори та мантії Землі, створюваних в'язким аномальним за густиною включенням у гравітаційному полі Землі. На підставі числового моделювання розвинутої конвекції в умовах мантії Землі виникає можливість досліджувати взаємодію конвектувальної мантії з літосферою та відновлювати розподіл температури у верхній частині літосфери.

*Ключові слова:* термомеханічні процеси, кора, астеносфера, конвекція мантії.

Метод теплофізичного моделювання з використанням геологічних і геофізичних даних дає змогу вирішувати, що є ключовим для геодинаміки: визначити структуру плинину і теплообмін у нижній і верхній мантії, розрахувати тепло- й масообмін мантіїних термохімічних плюмів, визначити їхню взаємодію з мантіїними конвективними плинами та зв'язок між процесами тепло- і масообміну на підшві плюму і геологічними проявами плюмів на поверхні. Теоретичне моделювання допомагає одержати вираз для дотичного напруження на межі літосфера – астеносфера [25, 26], зумовленого астеносферним плинном, що дає змогу визначити силу тертя, яка діє на океанічні літосферні плити з боку астеносферного потоку. Аналогія між теплообміном і масообміном у разі вільної конвекції дає змогу одержати основні рівняння тепло- і масообміну плюму на підставі балансових співвідношень для теплових і масових потоків зазначеної моделі [20–23]. У результаті рішення такої системи рівнянь можна визначити головні параметри плюмів, такі як теплова потужність джерела плюму, час і швидкість підймання, характерні перепади температури, кінематичну в'язкість розплаву [10, 11, 24]. Для теоретичного моделювання мантіїної конвекції і мантіїних плюмів важливим є, насамперед, дослідження впливу вільноконвективних плиннів на динаміку зон субдукції [10], дослідження режимів теплообміну плюмів [21, 25], а також впливу їх на конвективну структуру мантії. Виділимо такі задачі:

- розрахунок теплообміну між субдукованою океанічною літосферою, континентом і конвектуючою астеносферою, а також дослідження теплової і гідродинамічної взаємодії субдукованої плити із в'язким шаром над нею;

- визначення всіх основних сил, що діють у зоні субдукції, у тому числі визначення сили тертя у в'язкому шарі на межі субдукованої плити;
- з'ясування впливу рушійних сил субдукції (рис. 1) і параметрів в'язкого шару на швидкість субдукції;
- визначення впливу теплової потужності джерела і теплової потужності, відданої плюмом у навколишню мантію, на форму каналу плюму і на режими вільноконвективного плинину в каналі плюму;
- з'ясування впливу плюмів, що взаємодіють з вільноконвективними горизонтальними мантійними плинами, на конвективну структуру мантії.

Вільноконвективні плинину в мантії і мантійні плюми визначають глобальну тектоніку і геодинаміку Землі [24–26, 30–35], енергетичний баланс, структурні зміни і розвиток як окремих геосфер, так і Землі загалом. Тому визначення теплової і гідродинамічної структури мантійних конвективних плиннів і плюмів є однією з головних проблем геодинаміки. Важливість такого підходу зумовлена потребою розв'язання ключових задач геодинаміки і теплофізичного моделювання нижньомантійної конвекції для з'ясування структури плинину і теплообміну в нижній мантії та теоретичного моделювання конвекції в астеносфері для виявлення структури конвективних плиннів і теплообміну в астеносфері під континентом за наявності зони субдукції й в астеносфері під океаном за умови побудови самоузгоджених геодинамічних моделей мантійної конвекції.

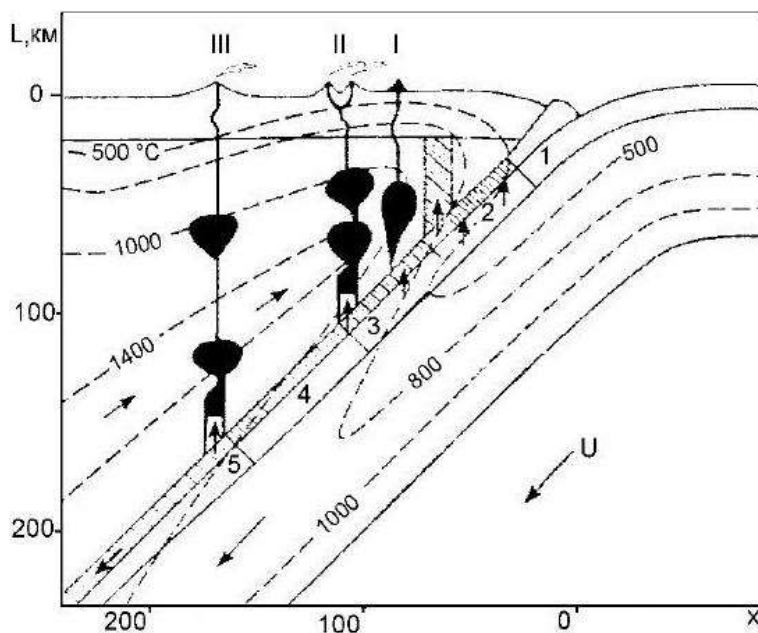


Рис. 1. Будова та розріз зони субдукції: секторальність по глибині (сектори 1–5) і три типи вулканізму I, II і III [6, 33, 36].

Нові можливості в моделюванні геодинамічних процесів і тлумачення регіональних геофізичних даних з'явилися після створення термомеханічної моделі еволюції реологіч-

но розшарованої поверхневої оболонки Землі [15, 16, 35]. Модель охоплює літосферу, що складається з осадового шару, земної кори і підкорової мантії, астеносферу і частину верхньої мантії нижче астеносфери. Для одержання граничних умов на підшві моделі (у мантії) виконано процедуру асимптотичного узгодження з рівняннями для мантії, отриманими в моделі глобальної еволюції Землі [39]. Ця модель дала змогу досліджувати особливості розвитку маломасштабної конвекції в областях розтягування і стискання, сформованих під дією внутрішньоплитних або мантіїних впливів.

Числові розрахунки [16, 21–26] і аналітичні оцінки [36, 40, 41] засвідчили, що порушення механічної і термічної рівноваги, яке супроводжує формування областей розтягування або стискання літосфери, приводить до утворення кругових плинів в астеносфері, що зберігаються тривалий час після закінчення активної стадії, тобто періоду дії зовнішніх тектонічних сил (рис. 2).

В основі кінематики субдукції є вектори швидкості “абсолютних” рухів: горизонтального ковзання двох плит, що взаємодіють і гравітаційного опускання однієї з них за її негативної плавучості на астеносфері. В останньому випадку враховують і відповідне відкочування лінії перегину субдукційної плити в жолоби. З векторів “абсолютних” швидкостей визначають відносні рухи плит уздовж зміщення зони субдукції, а також доповнюють їхні деформації (складчастість і розривні зсуви: зрушення, підкиди і насунання, рифтинг і спрединг) у насувній літосферній плиті. Для молоді океанічної літосфери, що плаває у близькоповерхневих умовах (до ущільнення внаслідок фазових переходів), ця швидкість дорівнює нулю, однак вона стає значимою для пізньокрейдово–ранньокайнозойської літосфери і збільшується з віком. Наслідком такого гравітаційного опускання повинно бути відкочування лінії перегину субдукційної плити зі швидкістю  $V_r = V_g \operatorname{ctg} \alpha$ , де  $\alpha$  — кут нахилу плити біля поверхні. Головною причиною руху плит є мантійна конвекція, зумовлена мантіїними теплогравітаційними плинами.

Характер процесів, що відбуваються на цій стадії, зумовлений набором чинників, у тому числі розподілом густини і температури в поверхневій оболонці, шириною області розтягання або стискання, інтенсивністю процесів осадонагромадження і денудації [26, 30, 31]. Важливо таке: якщо густина в астеносфері не зменшується з глибиною, то маломасштабні плини підтримують той же характер деформацій, що був в активній стадії, а саме: в областях розтягання продовжується невелике розтягання і занурення, в областях підняття – стискання і піднімання [16, 34, 37]. У геодинамічній моделі еволюції пасивної континентальної окраїни будова й еволюція зони переходу від континентальної літосфери до океанічної визначена такими параметрами: характерними вертикальним і горизонтальним масштабами досліджуваної структури, ефективними в'язкостями і густинами осадового шару й шарів земної кори та верхньої мантії, тривалістю процесу (віком окраїни).

У тектонічних процесах з великими просторовими і тимчасовими масштабами [40, 42] граничний шар перебуває в стані, близькому до локальної ізостатичної рівноваги. Рівень компенсації (рівності тиску) є на підшві граничного шару, тобто під астеносферою. Деформації граничного шару під дією зовнішніх сил порушує термічна і механічна рівновага в ньому, яка й ініціює конвективні плини в астеносфері [33, 35]. Характер конвективних плинів залежить від структури граничного шару, зокрема, від потужності й в'язкості літосфери й астеносфери, зміни густини в шарах із глибиною, горизонтальних розмірів областей розтягання і стискання, тобто горизонтальних градієнтів тиску.

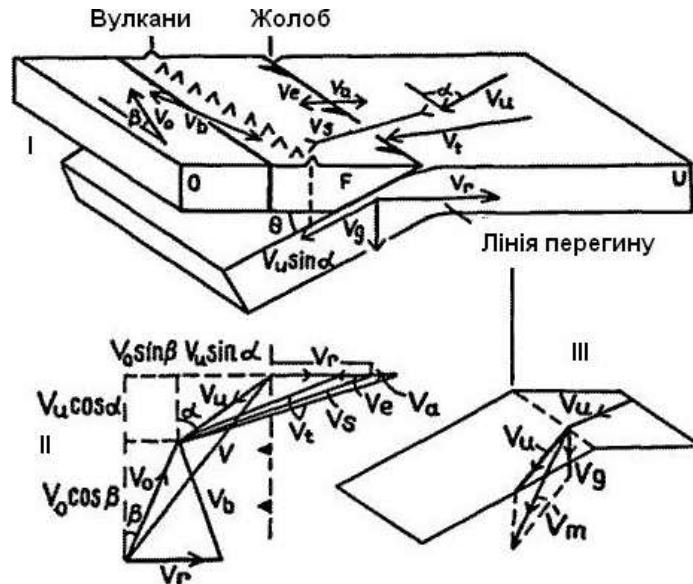


Рис. 2. Кінематична модель субдукції [7]: блок-діаграма (I), взаємодія векторів у горизонтальній (II) і вертикальній (III) площинах. Позначення:  $U$  — літосферна плита, що зазнає підсування (субдукції);  $O$  — літосферна плита, що зазнає насування;  $F$  — фронтальна частина літосферної плити. Вектори швидкості “абсолютних” рухів:  $V_0$  — ковзання плити, що насувається;  $V_u$  — ковзання плити, що зазнає підсування;  $V_g$  — гравітаційне опускання цієї плити в астеносферу;  $V_m$  — “швидкість субдукції” (точніше, швидкість занурення); сумарний рух плити, що підсувається, ( $V_m = V_u + V_g$ );  $V_r$  — відкочування шарніра (лінії перегину) плити, що підсувається в бік океану. Вектори швидкості відносних рухів:  $V$  — конвергенція літосферних плит;  $V_b$  — зсув між плитою, що зазнає насування, і її фронтальною частиною;  $V_s$  — зсув між цією фронтальною частиною і плитою, що зазнає підсування;  $V_t$  — те ж з урахуванням швидкості субдукційної акреції висячого крила ( $V_a$ ) або його субдукційної ерозії ( $V_e$ ). Кути:  $\theta$  — нахил зони субдукції;  $\alpha$  — між азимутом ковзання плити, що зазнає підсування, і простяганням жолоба;  $\beta$  — те ж для плити, що зазнає насування.

Конвективні плинні особливо чуттєві до вертикального градієнта густини в астеносфері. Коли густина в астеносфері з глибиною не зменшується, конвективні плинні в астеносфері відбуваються так, що зумовлюють на поверхні граничного шару додаткове занурення в областях розтягання (осадових басейнах) і додаткове підняття в областях стиснення (орогенних) протягом тривалого часу після припинення зовнішніх впливів. У будь-якому випадку конвективні плинні в астеносфері приводять до того, що будова поверхневих структур ускладнюється. Модель еволюції поверхневої оболонки Землі засвідчує [37, 41], що порушення механічної і термічної рівноваги в поверхневій оболонці внаслідок внутрішньоплитних або мантієвих процесів (активна стадія) приводить до

формування в астеносфері конвективних плинів. Ці плини створюють додаткові напруження в літосфері і приводять до формування областей занурення або підняття, що можуть розвиватися тривалий час після закінчення активної стадії.

У тих випадках, коли густина астеносфери не зменшується з глибиною, маломасштабні плини збільшують підняття в області стискання і створюють зони занурення на її периферії. Важливою рисою геодинамічних досліджень від початку було те, що, спрямовані головню на вивчення процесів, які відбуваються в поверхневій оболонці Землі (літосфері й астеносфері), вони суттєво спиралися на велику геолого-геофізичну інформацію про еволюції тектонічних структур. Результати математичного моделювання процесів формування і розвитку областей континентальної колізії і зон субдукції (див. рис. 1), океанічних і континентальних рифтових зон, осадових басейнів зіставляли з даними про швидкості тектонічних рухів, про будову земної кори і літосферної мантії, гравітаційне поле, тепловий потік. У міру побудови нових геодинамічних моделей [37, 42], збільшення детальності і точності опису ними тектонічних процесів відбувався перехід від якісного зіставлення до кількісної оцінки параметрів тектонічних процесів і розподілу фізичних властивостей у надрах Землі.

Це й дало змогу у кінцевому підсумку сформулювати задачу комплексної інтерпретації геологічних і геофізичних даних у рамках моделей геодинаміки. Геодинамічні активні зони – це обмежені, протяжні в плані ділянки земної кори з концентрацією тектонічних напружень, зумовлених внутрішніми силами Землі та їхньою активністю на сучасному етапі неотектонічного розвитку, для яких характерні знижена міцність, підвищена тріщинуватість, проникність, і, як наслідок, прояви розривної тектоніки, сейсмічності, підіймання флюїдів та інші процеси [38–43].

Моделюванням середовищем є літосфера Землі, а головними джерелами напружень у ній передбачають сили різниці гравітаційного потенціалу. Тому необхідною умовою для моделювання напруженого стану в літосфері Землі є не тільки розробка і реалізація алгоритмів розрахунку полів напружень, а й підготовка потрібних для цих розрахунків вхідних даних. Відповідно, для розрахунку розподілу по глибині літостатичного тиску на кожній ділянці літосфери треба попередньо розрахувати тривимірну температурно-густинну модель літосфери на підставі розв'язування рівнянь взаємодії кори та мантії Землі. Математичний опис термомеханічної взаємодії літосфери з глибшими областями мантії тривалий час вели окремо для твердої кори і літосфери та в'язкої рідини, що апроксимує стан мантії під літосферою.

Численні дослідження умов виникнення повільних плинів, а потім розвинутої конвекції в мантії Землі засвідчили [3, 5, 8, 28, 29], що ці конвективні плини контролюють динамічну еволюцію мантії. Конвекцію використовують для того, щоб дослідити широкий ряд параметрів вхідних значень для декількох конфігурацій, що перешаровуються. Також досліджують конвекцію всієї мантії, яка створила між своїми шарами конвекційну модель на 1 600-кілометровій глибині.

Аналіз низки геофізичних даних [2, 38, 41] дає підстави припустити, що в умовах надзвичайно повільного перебігу в часі геологічних процесів і великих розмірів геологічних тіл тектоносфери Землі можна вважати сильно в'язким нестисливим рідким се-

редовищем з в'язкістю  $\eta \sim 10^{19} \dots 10^{24}$  Па \* с. З урахуванням цих обставин рух тектоносфери можна описати рівнянням Нав'є–Стокса в наближенні малих чисел Рейнольдса ( $Re \ll 1$ ) і рівнянням неперервності [2, 13, 14], що за цих умов суттєво спрощуються й у векторній формі мають такий вигляд:

$$-\bar{\nabla}P(\mathbf{r}) + \eta(\mathbf{r})\bar{\nabla}^2U(\mathbf{r}) + H(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

$$\bar{\nabla}U(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

де  $\mathbf{r}$  — радіус-вектор розрахункової точки середовища (надалі називатимемо його розрахунковою точкою  $\mathbf{r}$ , або просто точкою  $\mathbf{r}$ );  $U(\mathbf{r})$  — вектор миттєвої швидкості зсуву середовища в розрахунковій точці  $\mathbf{r}$ ;  $P(\mathbf{r})$  — тиск у точці  $\mathbf{r}$ ;  $H(\mathbf{r})$  — вектор масової сили у точці  $\mathbf{r}$ , віднесений до одиниці об'єму;  $\eta(\mathbf{r})$  — коефіцієнт динамічної

в'язкості середовища;  $\bar{\nabla}$  — диференціальний оператор “набла”. У подібному формулюванні знаходження розв'язку чисельно й аналітично для багатьох задач ґрунтується на основних рівняннях гідродинамічної теорії. У цьому разі точні аналітичні розв'язки отримують лише для випадків, коли межі середовищ відображені поверхнею або системою поверхонь порівняно простої геометричної форми (площиною, циліндром, сферою, еліпсоїдом тощо), що суттєво спрощує реалізацію задачі. Однак у разі вивчення напружень, деформацій і миттєвих швидкостей в'язкого зсуву середовища в тектоносфері Землі (див. рис. 2) використання цих результатів обмежене складністю форм і неоднорідністю будови реальних моделей тектоносфери та її складових [30–36, 39–42]. Тому ми розглядаємо розв'язок фундаментальної системи рівнянь динаміки сильно в'язких середовищ, що відповідає системі рівнянь (1), (2), які в багатьох випадках дають змогу одержати кінцевий аналітичний вигляд розв'язку для складніших моделей будови різних областей тектоносфери Землі. Використовуючи різні композиції з елементарних апроксимувальних тіл (багатогранників), можна з як завгодно великою точністю побудувати модель тектоносфери Землі і розрахувати її напружено-деформований стан. Оскільки розв'язок задачі отримано в кінцевому вигляді, то його точність залежатиме тільки від точності апроксимації, похибки вихідних даних і помилок округлення. Однак припущення однорідності за в'язкістю аномального за густиною включення середовища шару тектоносфери звужує сферу практичної застосовності отриманих результатів.

Водночас аналітичний розв'язок подібної задачі має і самостійне теоретичне значення. Якщо масштаб картування і геологічні умови дають змогу не враховувати теплоперенесення флюїдами, то математичний опис приводить до крайової задачі для рівняння теплопровідності:

$$C(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}, t) \frac{\partial T(\mathbf{r})}{\partial t} = (\bar{\nabla}\lambda\bar{\nabla}T(\mathbf{r})) + Q(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$T(\mathbf{r}, 0) = T_0(x, y, z), \quad T(\mathbf{r}, t)|_{z=S_1(x, y)} = T_1(x, y, t),$$

$$\lambda(\mathbf{r}, T) \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{z=S_2(x, y)} = P(x, y, t), \quad (4)$$

де  $T(\mathbf{r}, t)$  – шукана температура;  $C(\mathbf{r})$  – питома теплоємність;  $\lambda(\mathbf{r}, T)$  – коефіцієнт теплопровідності, що залежить від координат і температури;  $Q(\mathbf{r})$  – потужність енерговиділення внутрішніх джерел тепла;  $T_0(\mathbf{r})$  – початковий розподіл температури;  $T_1(x, y, t)$  – розподіл температури на верхній межі шару;  $\rho(\mathbf{r}, t)$ ,  $P(x, y, t)$  – густина теплового потоку та тиску на поверхні шару;  $S_1(x, y)$  і  $S_2(x, y)$  – верхня і нижня межі шару, відповідно.

Задача (3, 4) є **прямою** крайовою задачею для нелінійного рівняння параболічного типу [18]. Розв'язок такої задачі існує і він єдиний. Однак для його знаходження необхідно знати розподіл температури в усіх внутрішніх точках області в початковий момент часу (3) (а він не відомий навіть у конкретний момент часу), а також граничні умови і розподіл теплофізичних характеристик середовища. Розв'язок задачі якісно спрощується (відпадають принципові труднощі виконання початкових умов), якщо апріорна геологічна інформація дає змогу вважати, що в середині шару потужності  $h$  можливе стаціонарне наближення. Математичний опис конвективних плинів в'язкої однокомпонентної рідини складають у формулюванні крайових задач для системи рівнянь балансу імпульсу, енергії та збереження маси речовини [3, 14]:

$$\rho(\mathbf{r}) \left[ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \left( \vec{V} \vec{\nabla} \right) \vec{V} \right] = -\vec{\nabla} P(\mathbf{r}) + \eta(\mathbf{r}) \Delta \vec{V} +$$

$$+ \left( \frac{\eta(\mathbf{r})}{3} + \xi(\mathbf{r}) \right) \vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \vec{V} \right) - \rho(\mathbf{r}) \vec{\nabla} (W_1(\mathbf{r}) + W_2(\mathbf{r})), \quad (5)$$

$$\rho(\mathbf{r}) T(\mathbf{r}) \left[ \frac{\partial S}{\partial t} + \left( \vec{V} \vec{\nabla} \right) S \right] = \lambda(\mathbf{r}) \Delta T(\mathbf{r}) + Q(\mathbf{r}, t),$$

$$\Delta (W_1(\mathbf{r}) + W_2(\mathbf{r})) = -4\pi\rho(\mathbf{r}) \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r})}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \rho(\mathbf{r}) \vec{V} \right) = 0, \quad (7)$$

де  $\vec{V}$  – швидкість плинину рідини;  $P(\mathbf{r})$  – тиск;  $W_1(\mathbf{r})$  – гравітаційний потенціал;  $W_2(\mathbf{r})$  – відцентровий потенціал;  $\rho(\mathbf{r})$  – густина;  $\eta(\mathbf{r})$  і  $\xi(\mathbf{r})$  – коефіцієнти першої і другої в'язкості;  $\lambda(\mathbf{r})$  – коефіцієнт теплопровідності;  $Q(\mathbf{r})$  – сумарна потужність внутрішніх джерел енергії в одиниці об'єму;  $\Delta = (\vec{\nabla})^2$  – оператор Лапласа.

Відомо, що для дуже в'язкої рідини в рівнянні (3) силу Коріоліса можна не враховувати. Найскладніший розв'язок крайових задач для першого рівняння (5) цієї системи, що є аналогом (1). Навіть у тій формі зі сталими кінетичними коефіцієнтами, як це приведено в (5, 6), система стосовно умов мантії Землі має тільки числовий розв'язок. За-

звичай, [4, 8, 28], задачу (5, 7) розв'язують у плоскому шарі, що значно полегшує її розв'язок. Однак, як доведено в [19], перерозподіл полів температур у мантії на контакті з літосферою приводить до скривлення її нижньої межі. Проте необхідне задання теплофізичних характеристик середовища в кожній точці, що саме є змістовною геологічною задачею. Відновлення цих характеристик можливе на підставі розв'язування **зворотної задачі геотермії**.

Як виявилось [27–32], у ході розв'язування зворотної задачі виникають значні труднощі навіть для моделі однорідного середовища з одним аномальним включенням зі сталими значеннями теплопровідності й потужності теплогенерування. Тому для одержання геологічно змістовних геотермічних моделей, зазвичай, використовують апріорну геолого-геофізичну інформацію [38]. Для того, щоб порівняти модель шарів із даними сейсмічних спостережень, пропонують модель, яка розміщена між шарами мантії на глибині 1 600 км. Ця модель пояснює інтерпретацію декількох результатів томографій і може бути узгоджена з природою сейсмічної різномірності, простежену нижче цієї глибини. Динамічні обчислення засвідчують, що властива густина 5 % дає змогу нижньому шару бути стійким і проводить контраст межової густини, допустимий у межах мінеральних фізичних обмежень.

Геодинамічними активними зонами глобального і субглобального рівня є глобальні зони інтенсивної сучасної деструкції земної кори на межах великих і малих літосферних плит (Середземноморсько-Індонезійська, Африкано-Чукотська, Філіппіно-Камчатська, Кордильєро-Андська й ін.), конвергентні сейсмоактивні структури – зони субдукції та їхні релікти на континентах, на регіональному рівні (геозони) – їхні великі сегменти, головною ознакою яких слугує розміщення вогнищ землетрусів.

Загалом занурення літосфери під дією ваги колізійного орогену безумовно відіграє роль у формуванні гірських споруд. Питання полягає в тому, чи є цей механізм єдиною причиною формування прогинів, іншими словами, чи може ця модель з достатньою точністю пояснити процес формування реальних прогинів. Виявляється, що в низці випадків така модель [40–44] не здатна пояснити особливостей будови земної кори реальних гірських споруд, що виявляють геологічними і геофізичними методами. Наприклад, у багатьох випадках, ваги насунання просто не досить для формування глибини прогину, що спостерігають.

Моделюванню зон субдукції присвячена низка праць [5–12, 30–36]. Особливістю моделювання є побудова системи взаємопов'язаних моделей (рис. 3), що характеризують різні фрагменти зони субдукції та різні її стадії:

- модель субдукційно-акреційного клину;
- модель плавлення і вулканізму над зоною субдукції;
- модель переходу акреції в колізію й ексгумації глибинних порід.

Математичне моделювання геофізичних полів і процесів є напрямом сучасної геофізики, що бурхливо розвивається. Наприклад, у регіональній геотермії інтерес становить відновлення розподілу глибинної температури в консолідованій літосфері.

Ми плануємо використовувати результати інтерпретації сейсмогравітаційних даних для вибору апріорної структурної моделі середовища, а для відновлення розподілів  $\lambda(x, y, z,)$  і  $Q(x, y, z,)$  застосовуємо кореляційні залежності між швидкісними, густинними і тепловими характеристиками порід [13, 18].



Розвиток цих досліджень відбувається в напрямку включення в модельний опис процесів тепломасоперенесення в складно організованому тріщинувато-пористому середовищі. Існують перші результати числового розв'язування таких задач для тривимірних моделей [27].

Отримання розв'язку фундаментальної системи рівнянь [15, 19, 35] динаміки сильно в'язких неоднорідних стисливих середовищ на підставі однорідних нестисливих середовищ дає змогу перейти від неоднорідної системи рівнянь до обчислення інтегралів визначеного вигляду за досить загальних обмежень на характер розподілу зовнішніх сил.

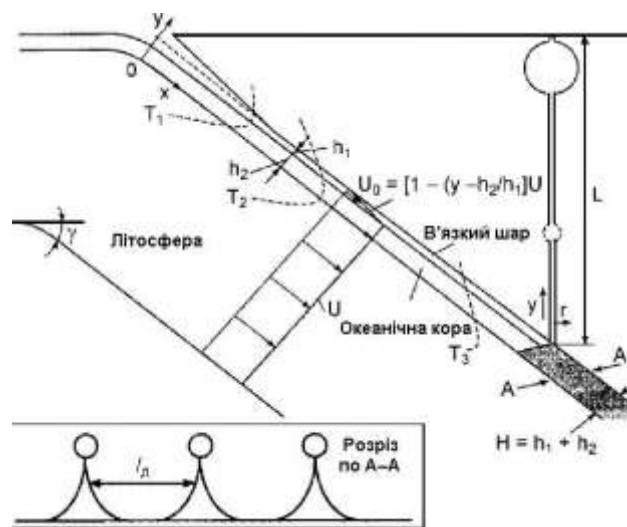


Рис. 3. Модель плавлення в зоні субдукції [6]: показано в'язкий плин у шарі  $h_1$  (див. рис. 1), положення мінімуму ізотерм  $T_1$ ,  $T_2$  і  $T_3$ , граничні умови в зоні плавлення потужністю  $H = h_1 + h_2$  (заштриховано) і схема утворення діапіру над зоною плавлення. На схематичному розрізі по А-А зображені діапіри, що формуються вздовж зони плавлення (розріз А-А).

Як окремий випадок, можна побудувати аналітичний розв'язок для визначення напружень і деформацій, створюваних в'язким аномальним за густиною в гравітаційному полі Землі. Результати досліджень, рівняння й алгоритми їхніх розв'язків дають змогу виконати числове моделювання конвекції в умовах мантиї Землі, досліджувати теплову взаємодію конвектувальної мантиї з літосферою, розширити моделювання геодинамічних процесів і тлумачення регіональних геофізичних даних.

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Айзекс Б. Сейсмология и и новая глобальная тектоника / Б. Айзекс [и др.] // Новая глобальная тектоника (тектоника плит). – М. : Мир, 1974. – С. 133–179.
2. Артюшков Е.В. Геодинамика / Е.В. Артюшков. – М. : Наука, 1979. – 328 с.

3. Булашевич Ю.П. О влиянии конвекции на дифференциацию вещества мантии / Ю.П. Булашевич [и др.] // Докл. АН СССР. – 1989. – Т. 305. – С. 310–313.
4. Булашевич Ю.П., Хачай Ю.В., Хачай О.А. О возможности выявления структуры конвекции в мантии / Ю.П. Булашевич, Ю.В. Хачай, О.А. Хачай // Докл. АН СССР. – 1989. – Т. 308. – С. 321–335.
5. Добрецов Н.Л. Глубинная геодинамика / Н.Л. Добрецов [и др.]. – Новосибирск. СО РАН, 2001. – 409 с.
6. Добрецов Н.Л. Геодинамическая и тепловая модель зоны субдукции // Физ. мезомеханика / Н.Л. Добрецов [и др.]. – 2009. – Т. 12, № 1. – С. 5–16.
7. Дьюи Дж. Горные пояса и новая глобальная тектоника / Дж. Дьюи, Дж. Берд // Новая глобальная тектоника (тектоника плит). – М. : Мир, 1974. – С. 191–219.
8. Жарков В.Н. Физика планетных недр / В.Н. Жарков, В.П. Трубицын. – М. : Наука, 1980. – 448 с.
9. Кирдяшкин А.А. Влияние субдукции на структуру тепловых гравитационных течений в астеносфере под континентом / А.А. Кирдяшкин, А.Г. Кирдяшкин, Н.Л. Добрецов // Геология и геофизика. – 2000. – Т. 41, № 2. – С. 207–219.
10. Кирдяшкин А.А. Гидродинамические процессы при подъеме мантийного плюма и условия формирования канала излияния / А.А. Кирдяшкин [и др.] // Геология и геофизика. – 2005. – Т. 46, № 9. – С. 891–907.
11. Кирдяшкин А.А. Тепловая гравитационная конвекция в астеносфере под срединно-океаническими хребтами и устойчивость основных глубинных парагенезисов / А.А. Кирдяшкин [и др.] // Геология и геофизика. – 2006. – Т. 47, № 1. – С. 76–94.
12. Кирдяшкин А.А. Влияние скорости движения океанической литосферы на свободно-конвективные течения в астеносфере под срединно-океаническим хребтом / А.А. Кирдяшкин, А.Г. Кирдяшкин // Физика Земли. – 2008, № 4. – С. 35–47.
13. Ландау Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1986. – 736 с.
14. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский. – М. : Наука, 1970. – 904 с.
15. Михайлов В.О. Динамика эволюции поверхностной оболочки Земли под воздействием процессов растяжения и сжатия / В.О. Михайлов, В.П. Мясников, Е.П. Тимошкина // Изв. РАН. Сер. физика Земли. – 1996. – № 6. – С. 30–37.
16. Михайлов В.О. Моделирование процессов растяжения и сжатия литосферы внутриплитными силами / В.О. Михайлов // Изв. РАН. Сер. физика Земли. – 1999. – № 3. – С. 71–81.
17. Мясников В.П. К математической теории палеотектонического анализа / В.П. Мясников, В.О. Михайлов // Докл. АН СССР. – 1983. – Т. 270, № 4. – С. 851–855.
18. Самарский А.А. Вычислительная теплопередача / А.А. Самарский, В.П. Вабишевич. – М. : Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
19. Трубицын В.П. Конвекция в вязкой жидкости с оседающими частицами / В.П. Трубицын, Е.В. Харыбин // Физика Земли. – 2005. – № 12. – С. 3–11.
20. Фурман В.В. Особливості моделювання геодинамічних процесів та термодинамічні характеристики глибинних структур Землі / В.В. Фурман, О.М. Павлюк // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. геол. – 2004. – Вип. 18. – С. 68–136.
21. Фурман В.В. Моделювання конвективних потоків теплоперенесення у верхній мантиї Землі / В.В. Фурман // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. геол. – 2008. – Вип. 22. – С. 15–31.
22. Фурман В.В. Термодинамічні умови формування конвективних потоків верхньої мантиї Землі / В.В. Фурман // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. геол. – 2009. – С. 82–88.

23. Фурман В.В. Теплоперенесення і теплова дифузія в плинні конвективних мантійних плюмів в мантії Землі / В.В. Фурман // Вісн. Львів. універ. Сер. геол. – 2010. – Вип. 24. – С. 35–49.
24. Фурман В.В. Моделі фізичних взаємодій кори та мантії Землі / В.В. Фурман // Геологія і геохімія горючих копалин. – 2011. – № 1–2. – С. 176–178.
25. Фурман В.В. Моделювання мантійної конвекції та руху континентів на основі методу скінчених елементів / В.В. Фурман // Геодинаміка. – 2011. 2(11) – С. 315–316.
26. Фурман В.В. Комп'ютерне моделювання траєкторій напружень для дослідження тектонічних процесів у літосфері Землі / В.В. Фурман, М.М. Хом'як, Л.М. Хом'як // Електроніка та інформаційні технології. – 2011. – Вип. 1. – С. 229–240.
27. Хачай Ю.В. Об уравнениях теоретической обратной задачи геотермии / Ю.В. Хачай // Вопросы теории и результаты интерпретации и моделирования геофизических полей. – Свердловск. УНЦ АН СССР. – 1989. – С. 19–23.
28. Хачай Ю.В. Геотермический разрез литосферы Урала вдоль широтных профилей ГСЗ / Ю.В. Хачай, В.С. Дружинин // Физика Земли. – 1998. – № 1. – С. 67–70.
29. Хачай Ю.В. Геотермический разрез литосферы вдоль геотраверса “Гранит” / Ю.В. Хачай [и др.] // Литосфера. – 2002. – № 3. – С. 38–45.
30. Arcay D. Numerical simulation of subduction zones: effect of slab dehydration on the mantle wedge dynamics / D. Arcay [et all.] // Phys. Earth. Planet. Inter. – 2005. – Vol. 149. – P. 133–153.
31. Bonnardot M. Numerical modeling of lithosphere–asthenosphere interaction in a subduction zone / M. Bonnardot [et all.] // Earth. Planet. Sci. Lett. – 2008. – Vol. 272. – P. 698–708.
32. Cloos M. Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis: subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges, and seamounts / M. Cloos // Geol. Soc. Amer. Bull. – 1993. – Vol. 105, N 6. – P. 715–737.
33. Hasegawa A. Geophysical constraints on slab subduction and are magmatizm / A. Hasegawa, J. Nakajima // The State of the Planet. Geophysics. Mon. 150. IUG. – 2004. – Vol. 19. – P. 1–34.
34. Heuret A. Plate kinematics, Slab shape and back–arc stress: a comparison on between laboratory models and current subduction zones / A. Heuret [et all.] // Earth. Planet. Sci. Lett. – 2007. – Vol. 256. – P. 473–483.
35. Dobretsov N. Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps / N. Dobretsov [et all.] // Lithos. – 2008. – Vol. 100. – P. 66–92.
36. Kumagai I. On the anatomy of mantle plumes: effect of the viscosity ratio on entrainment and stirring / I. Kumagai // Earth and Plan. Scien. Let. – 2002. – Vol. 198. – P. 211–224.
37. Mikhailov V.O. Foredeep basins: the main features and model of formation. Tectonophysics / V.O. Mikhailov [et all.]. – 1999. – Vol. 308. – P. 345–360.
38. Morency C. Convective destabilization of a thickened continental Lithosphere / C. Morency, M. Doin, C. Dumoulin // Earth Planet. Sci. Lett. – 2002. – Vol. 202. – P. 303–320.
39. Rudge J. A plume model of transient diachronous uplift at the Earth's surface / J. Rudge [et all.] // Earth Planet. Sci. Lett. – 2008. – Vol. 267. – P. 146–160.
40. Spadini G. Thermomechanical modelling of the Tyrrhenian sea: lithospheric necking and kinematics of rifting / G. Spadini [et all.] // Tectonophysics. – 1995. – P. 629–644.
41. Steinberger B. Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots / B. Steinberger // J. Geophys. Res. – 2000. – Vol. 105. – P. 11127–11152.
42. Takaku M. Fluid mechanical representation of plate boundaries in mantle convection modeling

- / M. Takaku, Y. Fukao // Phys. of the Earth and Planet. Inter. – 2008. – Vol. 166. – P. 44–56.  
43. Tamura Y. Hot fingers in the mantle wedge: new insights into magma genesis in subduction zone / Y. Tamura [et all.] // Earth Planet. Sci. Lett. – 2002. – Vol. 197. – P. 105–116.  
44. Zhao D. Global tectonographic images of mantle plumes and subduction slabs: insight into deep Earth dynamics / D. Zhao // Phys. Earth. Planet. – 2004. – Vol. 196. – N 1. – P. 3–34.

*Стаття: надійшла до редакції 10.04.2012  
доопрацьована 07.10.2012  
прийнята до друку 10.10.2012*

## **MODELLING OF THERMOMECHANICAL PROCESSES IN THE AREAS OF ACTIVE INTEROPERABILITY OF CRUST AND MANTLE OF THE EARTH**

**V. Fourman**

*Ivan Franko National University of Lviv,  
geological faculty, department of physics of the Earth,  
Hrushevskij Street, 4, 79005, Lviv, Ukraine,  
e-mail: fourman@franko.lviv.ua*

The model has been developed and analytical solutions of identifying deformations in the active areas crust and the mantle of the Earth were found, deformations which were created by natural effective anomalous density in the gravitational field of the Earth. On the basis of numerous modelling of the developed convection in conditions of a mantle of the Earth there is a possibility to investigate an interoperability of mantle convection with lithosphere and to restore the distribution of temperature in the top part of lithosphere.

*Key words:* mantle convection, thermomechanical processes, crust, asthenosphere.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СРЕДАХ АКТИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРЫ И МАНТИИ ЗЕМЛИ**

**В. Фурман**

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко,  
геологический факультет, кафедра физики Земли,  
улица Грушевского, 4, 79005, Львов, Украина,  
e-mail: fourman@franko.lviv.ua*

Разработано модель и построено аналитические решения задачи определения деформаций в активных средах коры и мантии Земли, создаваемых вязким аномальным по плотности включением в гравитационном поле Земли. На основе численного моделирования развитой конвекции в условиях мантии Земли возможно исследовать взаимодействие конвектируемой мантии с литосферой и восстанавливать распределение температуры в верхней части литосферы.

*Ключевые слова:* термомеханические процессы, кора, астеносфера, конвекция мантии.